UNIVERSITÉ DE PARIS

LABORATOIRE DE PHYSIQUE DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE

N° d'enregistrement
au C.N.R.S.
A.O. 1728

THESE DE DOCTORAT D'ETAT ES SCIENCES PHYSIQUES

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE PARIS

par

Gérard QUENTIN

pour obtenir

le Grade de Docteur ès-Sciences

Sujet de la Thèse : Phénomènes acoustoélectriques dans les semi-conducteurs piézoélectriques. Application au tellure.

13 DEC. 1967

Soutenue le devant la Commission d'Examen

: Président

: Examinateur

: Examinateur

: Examinateur

1967-36

N° d'enregistrement
au C.N.R.S.

A.O. 1728

THESE DE DOCTORAT D ' ETAT ES SCIENCES PHYSIQUES

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE PARIS

par

Gérard QUENTIN

pour obtenir
le Grade de Docteur ès-Sciences

Sujet : Phénomènes acoustoélectriques dans les semiconducteurs piézoélectriques - Application au tellure.

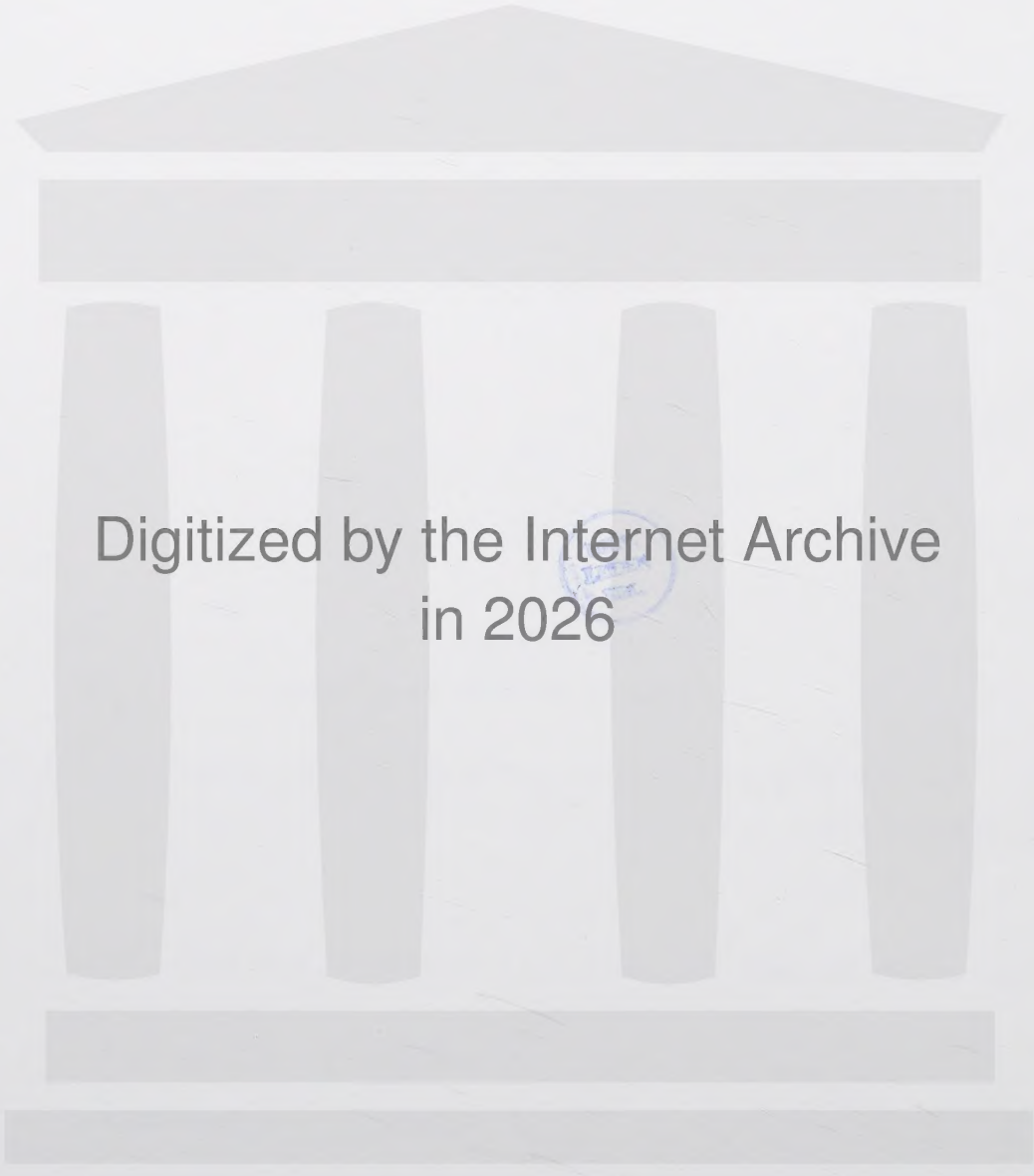
Soutenue le 13 décembre 1967 devant la Commission d'Examen

P. NOZIERES : Président

J. FRIEDEL : Examinateur

J. BOK : Examinateur

J.M. THUILLIER : Examinateur


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550007_0001

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur Y. ROCARD qui m'a permis d'accomplir ce travail au Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure, ainsi qu'à Monsieur le Professeur P. AIGRAIN, Directeur Général des Enseignements Supérieurs, qui a bien voulu m'accueillir dans le Groupe de Physique des Solides.

Je tiens à remercier J.M. THUILLIER, Directeur de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique ; son aide et ses conseils m'ont permis de mener à bien ce travail.

Ma reconnaissance s'adresse également à tous les membres du Groupe, chercheurs et techniciens.

I

INTRODUCTION

Le tellure appartient à la classe 32 (système trigonal) comme le quartz α. La symétrie de son réseau cristallin permet à cet élément d'être piézoélectrique. Lorsque nous avons commencé ce travail, la piézoélectricité du tellure n'avait jamais été mise en évidence.

En 1962, Hutson et White proposèrent une théorie phénoménologique de la propagation d'une onde acoustique dans un semiconducteur piézoélectrique. Après la première expérience d'amplification d'ultrasons, pour des porteurs supersoniques, réalisée dans le sulfure de cadmium (Hutson, White et Mac Fee, 1962), l'étude des phénomènes acoustoélectriques s'est développée. Smith (1962) a observé dans les mêmes conditions la saturation du courant en fonction de la tension appliquée. Pour expliquer ce phénomènes, Hutson (1962) l'attribue à l'influence du courant acoustoélectrique. Lorsqu'une onde acoustique se propage dans un conducteur, il apparaît un courant acoustoélectrique proportionnel au flux acoustique (Weinreich, 1957). Si le flux est amplifié, ce courant s'oppose au courant ohmique et donne lieu à une diminution du courant total qui traverse l'échantillon. Divers autres phénomènes acoustoélectriques ont été étudiés ensuite dans les semiconducteurs (oscillations du courant, formation de domaines, ...).

Dans le cas où l'on observe une saturation du courant, on peut généralement mettre en évidence une répartition fortement inhomogène du champ électrique. Un domaine de champ élevé se forme à l'extrémité vers laquelle se dirigent les porteurs.

Dans le cas où le courant présente des oscillations, on peut mettre en évidence un domaine mobile de champ intense. Ce domaine se déplace à la vitesse du son dans le même sens que les porteurs. Lorsqu'il disparaît à une extrémité, un nouveau domaine se forme à l'autre extrémité de l'échantillon.

De nombreuses expériences ont ensuite porté sur l'étude des conditions de formation et de disparition des domaines :

- Etude du "temps d'incubation" (temps durant lequel un échantillon, soumis à une impulsion de tension constante, conserve un comportement ohmique). Le temps d'incubation est une fonction décroissante de la tension appliquée, de la conductivité et du coefficient de couplage électromécanique.

- Influence des inhomogénéités de résistivité. Les domaines se forment de préférence à l'endroit de ces inhomogénéités.

- Influence du temps de montée de l'impulsion appliquée à l'échantillon. En augmentant ce temps on peut passer du régime d'oscillations du courant au régime de saturation.

- Emission de lumière. Lorsque le domaine disparaît, le champ électrique y atteint une valeur suffisante pour donner lieu à l'émission lumineuse.

L'analyse du spectre des ultrasons qui se propagent dans ces échantillons en régime non linéaire a été effectuée par effet Brillouin sur le sulfure de cadmium et l'oxyde de zinc. Sur des échantillons de CdS, l'analyse du bruit du courant a aussi été effectuée.

Dès 1962 nous avons entrepris l'étude des propriétés piézoélectriques du tellure.

Nous avons, tout d'abord, adapté la méthode de résonance électromécanique usuelle au cas des matériaux conducteurs, et mesuré la constante piézoélectrique d_{11} du tellure. Le résultat obtenu montre que le tellure est l'un des corps les plus fortement piézoélectriques.

Cette propriété et la forte conductivité du tellure permettent de prévoir des phénomènes acoustoélectriques très intenses.

Les échantillons que nous avons étudiés présentent, soit une saturation, soit des oscillations du courant avec dans les deux cas formation de domaines de champ électrique élevé.

L'étude de l'anisotropie de ces phénomènes a été réalisée pour déterminer la direction de propagation des ultrasons responsables des propriétés non linéaires observées.

Pour expliquer les résultats obtenus, nous avons proposé un modèle théorique des propriétés acoustoélectriques. Nous supoosons dans ce calcul que la saturation du courant est due au courant acoustoélectrique lié à l'amplification du bruit thermique.

Chapitre I

ETUDE DE LA PROPAGATION D'UNE ONDE ACOUSTIQUE DANS UN SEMICONDUCTEUR PIEZOELECTRIQUE, DANS L'APPROXIMATION DES SIGNAUX FAIBLES.

Dans ce chapitre nous supposerons que les phénomènes étudiés peuvent être traités par une méthode classique. Cette hypothèse est justifiée lorsque le libre parcours moyen des porteurs est plus court que la longueur d'onde acoustique. Dans le cas opposé, la théorie de la propagation est assez différente de celle que nous développons ici ; elle a été établie par différents auteurs [1-5].

Nous nous limiterons au cas des semiconducteurs extrinsèques et supposerons que le piégeage joue un rôle négligeable.

I. MODELE A UNE DIMENSION (Hutson et White [6] ; White [7]).

Nous allons étudier brièvement la propagation d'une onde acoustique dans un échantillon de semiconducteur de type p. Nous supposerons que cet échantillon est soumis à une différence de potentiel continue et que le champ électrique E_0 produit est uniforme.

Nous inclurons toujours dans l'expression du courant I le courant de déplacement.

Lorsqu'une grandeur sera affectée de l'indice s, cela signifiera que l'on n'utilise que sa partie alternative.

Nous adopterons, d'autre part, les notations suivantes:

$$S = \frac{\partial u}{\partial x} \quad , \tag{1.1}$$

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial T}{\partial x} \quad . \tag{1.2}$$

Les équations d'état piézoélectrique utilisées seront :

$$T = cS - eE \quad , \tag{1.3}$$

$$D = eS + \varepsilon E \quad ; \tag{1.4}$$

T et S désignent respectivement l'effort et la déformation ; E et D le champ et le déplacement électrique ; c la constante de rigidité élastique, ε la permittivité diélectrique et e la constante piézoélectrique du corps étudié.

L'équation de Poisson et l'équation de continuité du courant s'écrivent :

$$\frac{\partial D}{\partial x} = Q \quad , \tag{1.5}$$

$$\frac{\partial I}{\partial x} = 0 \quad . \tag{1.6}$$

Le courant I a pour expression :

$$I = q\mu \, (p+p_s) \, (E_o+E_s) - \mu k_B T \frac{\partial p_s}{\partial x} + \frac{\partial D}{\partial t} \quad , \tag{1.7}$$

$(p+p_s)$ = densité locale instantanée de trous.

La théorie des faibles signaux consiste à négliger dans l'expression du courant le terme quadratique $q\mu p_s E_s$.

Le champ E_o sera en général du même ordre de grandeur que le champ (v/μ) nécessaire pour déplacer les porteurs à la vitesse du son. Cette approximation sera alors justifiée si

$$E_s \ll \frac{v}{\mu} \quad \text{ou, d'après (1.4),} \quad S \ll \frac{\varepsilon v}{\mu e} \quad ; \qquad (1.8)$$

L'amplitude de déformation devra donc être très inférieure à : 3×10^{-5} pour CdS, 7×10^{-6} pour GaAs, et 2×10^{-6} pour Te.

En utilisant les expressions (1.5), (1.6), (1.7), on obtient alors :

$$\frac{\partial^2 D}{\partial x\, \partial t} \simeq -q\mu p \frac{\partial E_s}{\partial x} - \mu E_o \frac{\partial^2 D_s}{\partial x^2} + \frac{\mu k_B T}{q} \frac{\partial^3 D}{\partial x^3} \quad . \qquad (1.9)$$

Si nous supposons, d'autre part, que ce sont des ondes planes qui se propagent dans le semiconducteur :

$$E = E_o + E_s = E_o + E_1 \exp[j(\omega t - kx)] \ ,$$
$$u = u_o + u_1 \exp[j(\omega t - kx)] \ ,$$

nous obtenons :

$$E_1 = -\frac{eS}{\varepsilon} \frac{1}{1 - j\dfrac{\omega_c/\omega}{1-(k\mu E_o/\omega)-j(\omega/\omega_D)}} \quad . \qquad (1.10)$$

Nous avons utilisé ici les notations classiques :

fréquence de relaxation diélectrique : $\omega_c = \frac{\sigma}{\varepsilon} = \frac{qp\mu}{\varepsilon}$; (1.11)

fréquence de diffusion : $\omega_D = \frac{q}{\mu k_B T} \left(\frac{\omega}{k}\right)^2 = \frac{1}{\mathcal{D}} \left(\frac{\omega}{k}\right)^2$ (1.12)

Lorsque l'atténuation α est suffisamment faible ($|\alpha| \ll \omega/v_o$), on peut remplacer, dans le terme $k\mu E_o/\omega$, ω/k par la valeur v_o de la vitesse du son en l'absence de piézoélectricité ($v_o = (c/\rho)^{1/2}$). Nous poserons dans ce qui suit :

$$\frac{\text{Vitesse de déplacement des porteurs}}{\text{Vitesse du son}} = \frac{\mu E_o}{v} \sim \frac{\mu E_o}{v_o} = 1-\gamma \ . \qquad (1.13)$$

On obtient alors les expressions de E_1, p_s et de la constante élastique modifiée : $c' = \rho(\omega^2/k^2)$:

$$p_s = - \frac{\omega_c}{q v_o} \frac{eS}{1-j[(\omega_c/\omega)+(\omega/\omega_o)]} \ , \qquad (1.14)$$

$$E_1 = - \frac{e}{\varepsilon} \frac{\gamma - j(\omega/\omega_D)}{\gamma - j[(\omega/\omega_D)+(\omega_c/\omega)]} S \ , \qquad (1.15)$$

$$c' = c \left\{1 + \frac{e^2}{\varepsilon c} \frac{\gamma - j(\omega/\omega_D)}{\gamma - j[(\omega_c/\omega)+(\omega/\omega_D)]}\right. \ . \qquad (1.16)$$

Si, comme nous l'avons supposé ci-dessus $\alpha \ll \omega/v_o$ et si le coefficient de couplage électromécanique est faible ($e^2/\varepsilon c \ll 1$), on trouve aisément les expressions de la vitesse v de propagation de l'onde et du coefficient d'atténuation α :

$$v = v_o \left\{ 1 + \frac{e^2}{2\varepsilon c} \frac{1 + (\omega_c/\omega_D\gamma^2) + (\omega^2/\omega_D{}^2\gamma^2)}{1 + (\omega_c{}^2/\gamma^2\omega^2)[1+(\omega^2/\omega_c\omega_D)]^2} \right\}, \quad (1.17)$$

$$\alpha = \frac{e^2}{2\varepsilon c} \frac{\omega_c}{v_o} \frac{\gamma}{\gamma^2 + [(\omega_c/\omega)+(\omega/\omega_D)]^2} . \quad (1.18)$$

La valeur $\gamma = 0$ a une importance particulière ; elle est obtenue lorsque les porteurs se déplacent dans le même sens et à la même vitesse que l'onde sonore.

La vitesse v est une fonction paire de γ ; l'atténuation α est une fonction impaire de γ. Lorsque le champ appliqué E_o est tel que

$$\mu E_o > v_o \quad (\gamma < 0) ,$$

on doit observer une amplification de l'onde ultrasonore ($\alpha < 0$).

Pour étudier les variations de v et de α en fonction de la fréquence et du champ électrique appliqué, il est commode de poser

$$K^2 = \frac{e^2}{\varepsilon c} , \quad (1.19)$$

$$\xi = \frac{\omega}{(\omega_c\omega_D)^{1/2}} , \quad (1.20)$$

K^2 est le carré du coefficient de couplage électromécanique *.

---

* La relation (1.19) n'est qu'une relation approchée : la formule exacte est la suivante :

$$e^2/\varepsilon c = K^2/(1-K^2).$$

Dans les corps faiblement piézoélectriques comme la plupart des semiconducteurs $K^2 \ll 1$ et on peut utiliser la relation (1.19).

Le paramètre ξ a, lui aussi, une signification physique intéressante : en utilisant la relation d'Einstein, on obtient :

$$\xi = 2\pi L_D/\lambda \qquad (1.21)$$

où λ désigne la longueur d'onde acoustique et L_D le paramètre d'écran de Debye pour une statistique de Maxwell-Boltzmann. La valeur $\xi = 1$ correspondra à la fréquence au-delà de laquelle les effets de diffusion deviennent importants.

On obtient alors, en notations simplifiées :

$$v-v_o = \frac{K^2}{2} \frac{\gamma^2+(\omega_c/\omega_D)(1+\xi^2)}{\gamma^2+(\omega_c/\omega_D)(\xi+\xi^{-1})^2} \quad ,$$

$$\alpha = \frac{K^2}{2} \frac{\omega_c}{v_o} \frac{\gamma}{\gamma^2+(\omega_c/\omega_D)(\xi+\xi^{-1})^2} \quad .$$

Les variations de $(v-v_o)$ et de α en fonction du champ appliqué sont représentées sur la figure 1 où l'on a supposé :

$$\omega = 1{,}2\ (\omega_c\omega_D)^{1/2} \quad \text{et} \quad 3\ \omega_D = 8\ \omega_c \quad .$$

La vitesse de phase v de l'onde tend asymptotiquement vers la valeur $v_o[1+(K^2/2)]$ lorsque $E_o \longrightarrow \pm \infty$ et atteint sa valeur minimum v_m lorsque E_o est égal au champ critique v_o/μ $(\gamma = 0)$:

$$v_m = v_o \left[1 + \frac{K^2}{2} \frac{\xi^2}{1+\xi^2}\right] \quad .$$

Le coefficient d'amplification $(-\alpha)$ passe par un maximum α_m lorsque le champ E_o appliqué est tel que

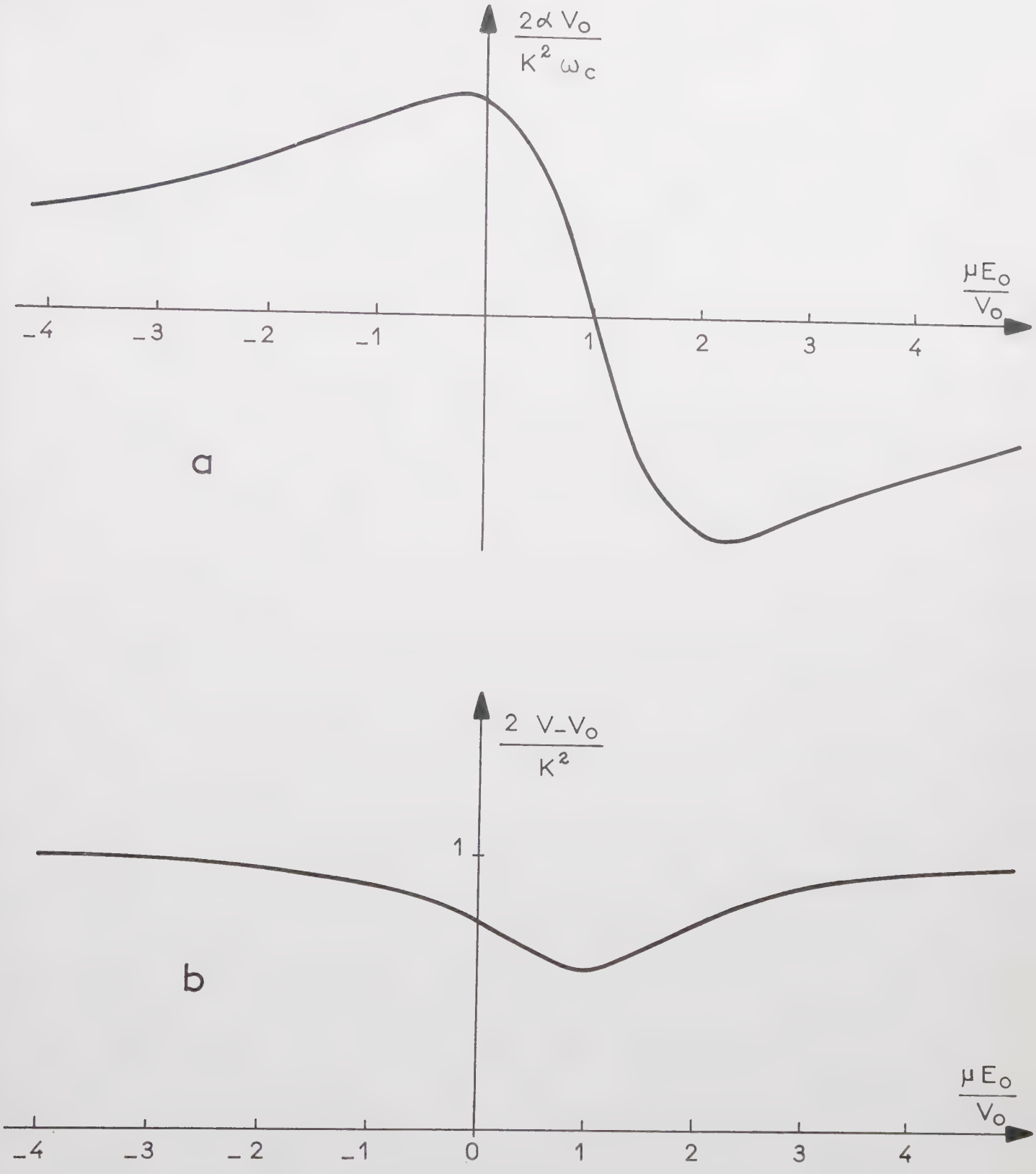


Fig. 1 Variations de l'atténuation α (a) et de la vitesse de phase V de l'onde (b) en fonction du champ électrique continu appliqué

$$(\omega_c = 3/8\ \omega_D \ ;\ \omega = 1{,}2\sqrt{\omega_c\ \omega_D}\ )$$

$$\gamma^2 = (\omega_c/\omega_D)\ (\xi+\xi^{-1})^2 \ , \qquad (1.22)$$

$$\alpha_m = -\frac{K^2(\omega_c\omega_D)^{1/2}}{4\ v_o(\xi+\xi^{-1})} \ .$$

On obtient la plus forte valeur de l'amplification et la plus grande variation de vitesse du son à la fréquence $\omega_M = (\omega_c\omega_D)^{1/2}$ $(\xi = 1)$:

$$(v_m-v_o)_{\omega_M} = \frac{K^2}{4}\ v_o \quad , \quad (\alpha_m)_{\omega_M} = \frac{K^2}{8v_o}\ (\omega_c\omega_D)^{1/2} \ . \qquad (1.23)$$

Nous allons appliquer ces résultats au cas du sulfure de cadmium et à celui du tellure.

a) Cas du sulfure de cadmium photoconducteur.

Nous avons choisi l'échantillon utilisé par Hutson, White et MacFee dans la première expérience d'amplification d'ultrasons [8]. Dans l'expérience A décrite dans cet article, les caractéristiques de l'échantillon étaient les suivantes :

$$\omega_c = 1,1\times10^7\ s^{-1} \quad , \quad \omega_D = 4,8\times10^9\ s^{-1} \ .$$

A la fréquence 15 MHz, on obtient alors le gain maximum pour

$$v/v_o = 1-\gamma = 1,045 \ .$$

Une telle vitesse de déplacement se réalise aisément en pratique et le coefficient d'amplification théorique est

$$-\alpha = 12\ cm^{-1} \ .$$

Lors de leur expérience, Hutson et al. observaient des courbes semblables à celles que prévoit la théorie ci-dessus mais l'accord n'était que qualitatif.

White et Handelman [9] ont présenté en 1965 des résultats obtenus sur des échantillons de CdS de haute pureté, très résistants et très photoconducteurs. Ces résultats sont les seuls, à l'heure actuelle, pour lesquels l'accord quantitatif avec la théorie des signaux faibles est convenable.

b) Cas du tellure.

La conductivité et la mobilité des porteurs ont les valeurs moyennes suivantes dans les échantillons que nous avons utilisés :

$$\sigma = 1\ \Omega^{-1}\ cm^{-1} \quad , \quad \mu = 5000\ cm^2 V^{-1} s^{-1} \quad ,$$

$$\omega_c = 4{,}9 \times 10^{11}\ s^{-1} \quad , \quad \omega_D = 1{,}8 \times 10^{9}\ s^{-1} \quad .$$

La fréquence de réalisation diélectrique ω_c est supérieure de plus de deux ordres de grandeur à la fréquence de diffusion ω_D et, quelle que soit la fréquence ω de l'onde ultrasonore utilisée, on peut utiliser pour expression du coefficient d'atténuation α la formule approchée :

$$\alpha = \frac{K^2 \omega_D}{2 V_s} \frac{\gamma}{(\xi + \xi^{-1})^2} \quad \text{si} \quad |\gamma| < 10 \quad . \qquad (1.24)$$

La fréquence ω_M pour laquelle le gain ultrasonore atteint sa valeur maximum se trouve dans la gamme du gigacycle ($\omega_M = 3 \times 10^{10}\ s^{-1}$). A cette fréquence :

$$\alpha \sim 100\ \gamma \quad .$$

On prévoit donc que le gain en puissance d'une onde ultrasonore ayant cette fréquence et traversant un échantillon de tellure de longueur 1 cm, soumis à un champ E_o égal à deux fois le champ critique ($\gamma = 1$), sera de 10^{87}. Ce nombre suffit à montrer que la théorie des signaux faibles sera difficilement applicable dans un cas comme celui-ci.

II. MODELE A TROIS DIMENSIONS.

Hutson et White [6] ont montré que la propagation d'une onde acoustique dans une direction quelconque du cristal peut se ramener au modèle simple à une dimension décrit au paragraphe précédent. Cette simplification peut aussi être effectuée si l'on applique un champ électrique continu selon la direction de propagation de l'onde (White [7]) ; cette condition serait réalisée par exemple dans les expériences d'amplification d'ultrasons si on pouvait négliger l'amplification simultanée du bruit acoustique.

Dans les expériences où aucun flux acoustique extérieur n'est injecté dans l'échantillon (mesure de la caractéristique courant-tension, étude des oscillations du courant, propagation de domaines de fort champ électrique, etc. [cf. Chapitre IV]), il est nécessaire d'étudier l'amplification de tous les modes acoustiques qui peuvent se propager dans le cristal et pas seulement de ceux qui se propagent selon la direction du champ électrique continu appliqué. C'est Hutson [10] qui a le premier suggéré l'importance de ces modes "hors d'axe".

Nous avons généralisé le calcul d'Hutson et White au cas où le vecteur d'onde $\vec{k}$ de l'onde acoustique n'est pas parallèle au champ électrique $\vec{E}_o$ appliqué [11]. La signification des différentes variables est donnée au Chapitre I §1 et dans l'Annexe 1. Les équations de départ du problème sont les suivantes :

$$\begin{cases} S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) , & (1.25) \\ \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} . & (1.26) \end{cases}$$

Equations d'état piézoélectrique

$$\begin{cases} \overleftrightarrow{T} = \overleftrightarrow{c}\,\overleftrightarrow{S} - \overleftrightarrow{e}\,\vec{E} , & (1.27) \\ \vec{D} = \overleftrightarrow{e}\,\overleftrightarrow{S} + \overleftrightarrow{\varepsilon}\,\vec{E} . & (1.28) \end{cases}$$

Equations de Maxwell

$$\begin{cases} \vec{\nabla}\times\vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{I} , & (1.29) \\ \vec{\nabla}\times\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} , & (1.30) \\ \vec{\nabla}\cdot\vec{B} = 0 , & (1.31) \\ \vec{\nabla}\cdot\vec{D} = Q = qp_s . & (1.32) \end{cases}$$

Nous supposons d'autre part que la perméabilité magnétique du milieu est isotrope :

$$\vec{B} = \mu_o \vec{H} . \qquad (1.33)$$

L'expression du courant $\vec{I}$ (comportant le courant de déplacement) dans un semiconducteur extrinsèque de type p est donnée par la relation :

$$\vec{I} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = q(p+p_s)\,\overleftrightarrow{\mu}\,(\vec{E}_o+\vec{E}_s) - k_B T\,\overleftrightarrow{\mu}.\vec{\nabla}p_s + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad . \qquad (1.34)$$

L'approximation des signaux faibles consiste, comme à une dimension, à négliger le terme $qp_s\overleftrightarrow{\mu}\vec{E}_s$ dans l'expression du courant et l'on obtient :

$$\vec{I} = qp\overleftrightarrow{\mu}\,(\vec{E}_o+\vec{E}_s) + qp_s\overleftrightarrow{\mu}\,\vec{E}_o - k_B T\,\overleftrightarrow{\mu}\,\vec{\nabla}p_s + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad . \qquad (1.35)$$

L'étude de l'amplification des ondes acoustiques dans ce modèle tridimensionnel comportera 4 étapes :

- Détermination de la composante $\vec{E}_{s//}$ du champ électrique en fonction du tenseur $\overleftrightarrow{S}$ et de $\vec{E}_{s\perp}$.
- Détermination des coefficients élastiques, piézoélectriques et diélectriques modifiés.
- Etude du déterminant séculaire. Approximations.
- Etude de la relation de dispersion des ondes acoustiques.

Nous supposerons comme précédemment que les ondes qui se propagent sont des ondes planes :

$$\vec{u} = \vec{u}_o \exp[j(\omega t - \vec{k}.\vec{r})] \quad . \qquad (1.36)$$

a) <u>Expression de $\vec{E}_{s//}$</u> .

$\vec{E}_{s//}$ désigne la composante du champ électrique alternatif qui est parallèle au vecteur d'onde acoustique $\vec{k}$.

L'expression du courant $\vec{I}$ peut s'écrire en tenant compte de (1.32) :

$$\vec{I} = qp\overleftrightarrow{\mu}\vec{E}_o + [qp\overleftrightarrow{\mu}\vec{E}_s - j(\vec{k}.\vec{D}_s)\overleftrightarrow{\mu}\vec{E}_o + (k_B T/q)(\vec{k}.\vec{D}_s)\overleftrightarrow{\mu}\vec{k} + j\omega\vec{D}_s] \exp[j(\omega t - \vec{k}.\vec{r})]. \quad (1.37)$$

La condition de continuité du courant peut être déduite de (1.29) et s'écrit :

$$\vec{\nabla}.\vec{I} = 0 \quad (1.38)$$

ou

$$\vec{k}.\vec{I}_s = 0 \quad (1.39)$$

$$\vec{k}.[\overleftrightarrow{\sigma}\vec{E}_s - j(\vec{k}.\vec{D}_s)\overleftrightarrow{\mu}\vec{E}_o + (k_B T/q)(\vec{k}.\vec{D}_s)\overleftrightarrow{\mu}\vec{k} + j\omega\vec{D}_s] = 0 \quad . \quad (1.40)$$

On en déduit, si l'on décompose $\vec{E}_s$ en $\vec{E}_{s//}$ et $\vec{E}_{s\perp}$:

$$E_{s//} = -(\vec{k}.\vec{D}_s)\, k\, \frac{j\omega - j\vec{k}.\overleftrightarrow{\mu}\vec{E}_o + (k_B T/q)\ \vec{k}.\overleftrightarrow{\mu}\ \vec{k}}{\vec{k}.\overleftrightarrow{\sigma}\ \vec{k}} - k\, \frac{\vec{k}.\overleftrightarrow{\sigma}\ \vec{E}_{s\perp}}{\vec{k}.\overleftrightarrow{\sigma}\ \vec{k}} \quad . \quad (1.41)$$

Pour simplifier l'écriture, nous adopterons des notations analogues à celles de la théorie unidimensionnelle.

$$\gamma = 1 - \frac{\vec{k}.\overleftrightarrow{\mu}\ \vec{E}_o}{\omega} \quad , \quad \omega_D = \frac{q\omega^2}{k_B T(\vec{k}.\overleftrightarrow{\mu}\ \vec{k})} \quad , \quad \omega_c = \frac{\vec{k}.\overleftrightarrow{\sigma}\ \vec{k}}{\vec{k}.\overleftrightarrow{\varepsilon}\ \vec{k}} \quad ,$$

$$\varepsilon = \frac{\vec{k}.\overleftrightarrow{\varepsilon}\ \vec{k}}{k^2} \quad .$$

$$E_{s//} = \frac{\vec{k}.\vec{D}_s}{\varepsilon k}\, \frac{\gamma - j(\omega/\omega_D)}{j(\omega_c/\omega)} - \frac{\vec{k}.\overleftrightarrow{\sigma}\ \vec{E}_{s\perp}}{k\varepsilon\omega_c} \quad . \quad (1.42)$$

On déduit $(\vec{k}.\vec{D}_s)$ de l'équation d'état piézoélectrique (1.28) et on reporte son expression dans (1.42) pour obtenir :

$$E_{s//} = - \frac{\gamma - j(\omega/\omega_D)}{\gamma - j[(\omega/\omega_D)+(\omega_c/\omega)]} \frac{\vec{k}.\overleftrightarrow{e}\,\overleftrightarrow{S}}{k\varepsilon}$$

$$- \frac{[\gamma - j(\omega/\omega_D)]\vec{k}.\overleftrightarrow{\varepsilon}\,\vec{E}_{s\perp} - j(\vec{k}.\overleftrightarrow{\sigma}\,\vec{E}_{s\perp}/\omega)}{k\varepsilon\ \{\gamma - j[(\omega/\omega_D)+(\omega_c/\omega)]\}} \quad . \qquad (1.43)$$

Cette expression est équivalente à la relation (1.15) du modèle unidimensionnel. Puisque $E_{s//}$ s'exprime en fonction du tenseur $\overleftrightarrow{S}$ des déformations et de $\vec{E}_{s\perp}$, nous pourrons l'éliminer des équations de propagation, et le déterminant séculaire fera intervenir trois modes acoustiques et deux modes électromagnétiques couplés.

b) <u>Détermination des coefficients élastiques, piézoélectriques et diélectriques modifiés</u>.

Si nous reportons l'expression de $E_{s//}$ dans la première équation d'état piézoélectrique, elle devient :

$$\overleftrightarrow{T}_s = \overleftrightarrow{c}\,\overleftrightarrow{S} + \frac{\gamma - j(\omega/\omega_D)}{\gamma - j[(\omega_c/\omega)+(\omega/\omega_D)]} \frac{\overleftrightarrow{e}\,\vec{k}(\vec{k}.\overleftrightarrow{e}\,\overleftrightarrow{S})}{\varepsilon k^2} - \overleftrightarrow{e}\,\vec{E}_{s\perp}$$

$$+ \frac{[\gamma - j(\omega/\omega_D)]\vec{k}.\overleftrightarrow{\varepsilon}\,\vec{E}_{s\perp} - j(\vec{k}.\overleftrightarrow{\sigma}\,\vec{E}_{s\perp}/\omega)}{\gamma - j[(\omega_c/\omega)+(\omega_D/\omega)]} \frac{\overleftrightarrow{e}\,\vec{k}}{k^2\varepsilon} \quad . \qquad (1.44)$$

On peut alors définir les tenseurs piézoélectriques et élastiques modifiés par les relations :

$$\overleftrightarrow{c}'\ \overleftrightarrow{S} = \overleftrightarrow{c}\ \overleftrightarrow{S} + \frac{\gamma - j(\omega/\omega_D)}{\gamma - j[(\omega_c/\omega)+(\omega/\omega_D)]}\ \frac{(\vec{k}.\overleftrightarrow{e}\ \overleftrightarrow{S})\ \overrightarrow{e}\ \vec{k}}{\varepsilon k^2}\ , \qquad (1.45)$$

$$\overleftrightarrow{e}'\ \vec{E}_{s\perp} = \overleftrightarrow{e}\ \vec{E}_{s\perp} - \frac{[\gamma - j(\omega/\omega_D)(\vec{k}.\overleftrightarrow{\varepsilon}\ \vec{E}_{s\perp}) - j(\vec{k}.\overleftrightarrow{\sigma}\ \vec{E}_{s\perp}/\omega)}{\gamma - j[(\omega_c/\omega)+(\omega/\omega_D)]}\ \frac{\overrightarrow{e}\ \vec{k}}{\varepsilon k^2}\ , \qquad (1.46)$$

$$\vec{T}_s = \overleftrightarrow{c}'\ \overleftrightarrow{S} - \overleftrightarrow{e}'\ \vec{E}_{s\perp}\ . \qquad (1.47)$$

Les trois premières équations de propagation peuvent être déduites de cette expression en utilisant les relations (1.25) et (1.26) :

$$\frac{\rho\omega^2}{k^2}\ \vec{u} = (\lambda')\ \vec{u} - j\ \frac{(e'')\ \vec{E}_{s\perp}}{k}\ . \qquad (1.48)$$

La matrice (λ') est déduite des coefficients c'_{ijkl} de la même manière que dans le cas non piézoélectrique (cf. Annexe 1). La matrice (e") est définie par :

$$e''_{pi} = (k_j/k)\ e'_{pij} \qquad (i,j = 1, 2, 3\ ;\ p = 1, 2)\ . \qquad (1.49)$$

L'indice i se rapporte au déplacement $\vec{u}$, l'indice p à $\vec{E}_{s\perp}$

Nous allons maintenant établir les deux autres équations de propagation :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}_s = -\mu_o\ \vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\mu_o j\omega \vec{I}_s\ , \qquad (1.50)$$

$$k^2 \vec{E}_s - (\vec{k}.\vec{E}_s)\vec{k} = -j\mu_o \omega \vec{I}_s\ .$$

En multipliant scalairement par $\vec{k}$ nous obtenons la relation

$$\vec{k}.\vec{I}_s = 0$$

que nous avons déjà étudiée et qui exprime la conservation du courant. Il reste donc :

$$\vec{E}_{s\perp} = -j\,\mu_o\,\frac{\omega}{k^2}\,\vec{I}_s \qquad . \qquad (1.51)$$

En remplaçant dans cette expression $\vec{I}_s$ par sa valeur déduite des relations (1.28), (1.40), (1.43), on obtient :

$$k^2\vec{E}_{s\perp} = \mu_o\,\omega^2\,\overleftrightarrow{e}'''\,\overleftrightarrow{S} + \mu_o\,\omega^2\,\overleftrightarrow{\varepsilon}'\,\vec{E}_{s\perp} \qquad . \qquad (1.52)$$

Les tenseurs $\overleftrightarrow{e}'''$ et $\overleftrightarrow{\varepsilon}'$ sont définis par les relations suivantes :

$$\overleftrightarrow{e}'''\,\overleftrightarrow{S} = \overleftrightarrow{e}\,\overleftrightarrow{S} - \frac{(\overleftrightarrow{\sigma}+j\omega\overleftrightarrow{\varepsilon})(\gamma - \frac{\omega}{\omega_D})\frac{\vec{k}}{\varepsilon k^2} + j\,\frac{\omega_c}{\omega}\,(\frac{k_B T}{q}\,\overleftrightarrow{\mu}\,\vec{k} - j\,\overleftrightarrow{\mu}\,\vec{E}_o)}{j\omega\,[\gamma - j(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D})]}\,(\vec{k}.\overleftrightarrow{e}\,\overleftrightarrow{S}) \;, \qquad (1.53)$$

$$j\omega\overleftrightarrow{\varepsilon}'\vec{E}_{s\perp} = (\overleftrightarrow{\sigma}+j\omega\overleftrightarrow{\varepsilon})[\vec{E}_{s\perp} - \frac{(\gamma - j\,\frac{\omega}{\omega_D})\vec{k}.\overleftrightarrow{\varepsilon}\,\vec{E}_{s\perp} - j\,\frac{\vec{k}.\overleftrightarrow{\sigma}}{\omega}\,\vec{E}_{s\perp}}{k^2\varepsilon[\gamma - j(\frac{\omega}{\omega_D} + \frac{\omega_c}{\omega})]}\,\vec{k}] +$$

$$+ (\frac{k_B T}{q}\,\overleftrightarrow{\mu}\,\vec{k} - j\,\overleftrightarrow{\mu}\,\vec{E}_o)\,\frac{j\,\frac{\vec{k}}{\omega}.(\overleftrightarrow{\sigma}\,\vec{E}_{s\perp} - \omega_c\overleftrightarrow{\varepsilon}\,\vec{E}_{s\perp})}{\gamma - j(\frac{\omega}{\omega_D} + \frac{\omega_c}{\omega})} \qquad . \qquad (1.54)$$

En replaçant alors $\overleftrightarrow{S}$ par son expression (1.25) en fonction du déplacement $\vec{u}$. on obtient les deux dernières équations de propagation :

$$k^2\vec{E}_{s\perp} = -jk\mu_o\omega^2(e'')\vec{u}_i + \mu_o\omega^2(\varepsilon')\vec{E}_{s\perp} \;, \qquad (1.55)$$

$$(e'')_{pi} = \frac{k_j}{2k}\,(e'''_{pij} + e'''_{pji}) \qquad .$$

Nous pouvons maintenant vérifier que nous retrouvons les expressions obtenues par Hutson et White [6] dans le cas où ils les ont établies :

- champ continu appliqué nul ($\gamma = 1$),
- diffusion négligeable ($\omega \ll \omega_D$),
- propagation selon l'axe 1.

$$c'_{1i1j} = c_{1i1j} + \frac{1}{1-j(\omega_c/\omega)} \frac{e_{11j}e_{11i}}{\varepsilon_{11}} = c_{1i1j} + \frac{e_{11i}\, e_{11j}}{\varepsilon_{11}-j(\sigma_{11}/\omega)} \quad , \tag{1.56}$$

$$e'_{p1i} = e_{p1i} - \frac{\varepsilon_{1p}-j(\sigma_{1p}/\omega)}{1-j(\omega_c/\omega)} \frac{e_{11i}}{\varepsilon_{11}} = e_{p1i} - \frac{\varepsilon_{1p}-j(\sigma_{1p}/\omega)}{\varepsilon_{11}-j(\sigma_{11}/\omega)} e_{11i} \quad , \tag{1.57}$$

$$e'''_{p1i} = e_{p1i} - \frac{\sigma_{p1}+j\omega\varepsilon_{p1}}{\sigma_{11}+j\omega\varepsilon_{11}} e_{11i} = e'_{p1i} \quad , \tag{1.58}$$

$$\varepsilon'_{qp} = [\varepsilon_{qp}-j(\sigma_{qp}/\omega)] - \frac{[\varepsilon_{q1}-j(\sigma_{q1}/\omega)][\varepsilon_{1p}-j(\sigma_{1p}/\omega)]}{\varepsilon_{11}-j(\sigma_{11}/\omega)} \quad . \tag{1.59}$$

Les expressions obtenues sont identiques à celles obtenues par Hutson et White, à l'exception de celle de e'_{p1i} pour laquelle une erreur avait été commise dans leur article.

c) <u>Etude du déterminant séculaire</u>.

Les 5 équations de propagation qui viennent d'être établies (1.48) et (1.55), peuvent s'écrire sous la forme :

$$\lambda \frac{\omega^2}{k^2} u_i = \frac{\lambda_{ij}}{\rho} u_j - j \frac{e''_{ip}}{k\rho} E_{s\perp_p} \quad , \tag{1.60}$$

$$\frac{1}{\varepsilon\mu} E_{s\perp_p} = -j \frac{k\omega^2}{\varepsilon} e_{pj} u_j + \frac{\omega^2}{k^2} \frac{\varepsilon_{pq}}{\varepsilon} E_{s\perp_q} \quad ,$$

$$i,j = 1,\ 2,\ 3 \quad ; \quad p,q = 1,\ 2 \ ;$$

p et q repèrent les composantes de $E_{s\perp}$ selon deux axes du plan perpendiculaire à $\vec{k}$.

Cette série de relations est formellement identique à celles obtenues par Hutson et White, seules les expressions des coefficients élastiques, piézoélectriques et diélectriques sont différentes.

On peut reprendre leur raisonnement que nous allons résumer ici.

Nous définissons des quantités v'_{iq} ayant la dimension d'une vitesse :

$$v'_{iq} = e''_{iq} \, (\varepsilon\rho)^{-1/2} \quad , \qquad (1.61)$$

et nous transformons le déterminant jusqu'à ce que tous ses éléments aient la dimension du carré d'une vitesse. L'équation séculaire s'écrit alors :

$$\begin{vmatrix}
\frac{\lambda'_{11}}{\rho} - \frac{\omega^2}{k^2} & \frac{\lambda'_{12}}{\rho} & \frac{\lambda'_{13}}{\rho} & v'_{11}\frac{\omega}{k} & v'_{12}\frac{\omega}{k} \\
\frac{\lambda'_{21}}{\rho} & \frac{\lambda'_{22}}{\rho} - \frac{\omega^2}{k^2} & \frac{\lambda'_{23}}{\rho} & v'_{21}\frac{\omega}{k} & v'_{22}\frac{\omega}{k} \\
\frac{\lambda'_{31}}{\rho} & \frac{\lambda'_{32}}{\rho} & \frac{\lambda'_{33}}{\rho} - \frac{\omega^2}{k^2} & v'_{31}\frac{\omega}{k} & v'_{32}\frac{\omega}{k} \\
v'_{11}\frac{\omega}{k} & v'_{21}\frac{\omega}{k} & v'_{31}\frac{\omega}{k} & \frac{\omega^2}{k^2}\frac{\varepsilon_{11}}{\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon\mu_o} & \frac{\omega^2\varepsilon_{12}}{k^2\varepsilon} \\
v'_{12}\frac{\omega}{k} & v'_{22}\frac{\omega}{k} & v'_{32}\frac{\omega}{k} & \frac{\omega^2\varepsilon_{12}}{k^2\varepsilon} & \frac{\omega^2\varepsilon_{22}}{k^2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon\mu_o}
\end{vmatrix} = 0 \, . \qquad (1.62)$$

On peut montrer que, pour étudier la propagation des ondes élastiques dans le milieu, il suffit de résoudre le déterminant 3×3 qui contient les constantes élastiques modifiées λ'_{ij}. L'intervention de la piézoélectricité qui nous a amené à remplacer les constantes λ_{ij} par les constantes modifiées λ'_{ij} apporte aux termes $(\omega/k)^2$ un terme correctif de l'ordre de v'^2_{iq} ; d'après la définition des v'_{ik}, cela revient à dire que le terme correctif sur la vitesse est en valeur relative de l'ordre de grandeur du coefficient de couplage électromécanique.

L'intervention du couplage avec les ondes électromagnétiques (résolution du déterminant 5×5) apporte un second terme correctif à l'expression de la vitesse de phase ω/k de l'onde, mais ce terme est de l'ordre de (v/c) par rapport au premier (v = vitesse moyenne du son dans le milieu ; c = vitesse moyenne de la lumière dans le milieu).

Pour cela, il suffit, si v_1 est l'une des solutions v_i du déterminant 3×3, de reporter $(v_1^2+\delta^2)$ dans le déterminant complet, et l'on obtient :

$$\delta^2[(v_2^2-v_1^2+\delta^2)(v_3^2-v_1^2+\delta^2)c^4+\text{termes en } c^2+\text{termes en } c^0] +$$

$$+ (v'v_1)^2[2(v_2^2-v_1^2+\delta^2)(v_3^2-v_1^2+\delta^2)c^2+\text{termes en } c^0] = 0 \quad ; \quad (1.63)$$

$$\delta^2 \sim 2\left(\frac{v_1}{c}\right)^2 v'^2 \quad .$$

Nous pouvons remarquer au passage que traiter le déterminant 3×3 en négligeant les termes d'interaction avec les ondes électromagnétiques revient au même que négliger toutes les contributions des composantes du champ E_s qui sont perpendiculaires au vecteur d'onde $\vec{k}$.

Dans le cas où $\bar{\sigma}$ et $\bar{\varepsilon}$ sont des scalaires (composés III-V), il est plus simple de démontrer d'abord que l'on peut négliger $\vec{E}_{s\perp}$ devant $\vec{E}_{s//}$. Nous ne nous intéresserons ici qu'aux ordres de grandeur ; les équations (1.43) et (1.52) s'écrivent dans ce cas :

$$E_{s//} \simeq - \frac{\gamma - j(\omega/\omega_D)}{\gamma - j[(\omega/\omega_D)+(\omega_c/\omega)]} \frac{e\ S}{\varepsilon} \quad , \qquad (1.43)'$$

$$E_{s\perp} \simeq \frac{\mu_o \omega^2}{k^2} \frac{e\ S}{1+\mu_o \varepsilon(\omega^2/k^2)} \quad , \qquad (1.52)'$$

$$\frac{E_{s\perp}}{E_{s//}} \sim \frac{\gamma - j(\omega/\omega_D)}{\gamma - j[(\omega/\omega_D)+(\omega_c/\omega)]} \frac{v^2}{c^2} \quad \text{où} \quad v = \frac{\omega}{k} \quad \text{et} \quad c^2 = \frac{1}{\varepsilon\mu_o} \ . \qquad (1.64)$$

Il est donc parfaitement évident ici que l'on peut négliger $E_{s\perp}$ devant $E_{s//}$, donc traiter la propagation des ondes acoustiques en utilisant le déterminant 3×3 qui contient les constantes élastiques modifiées λ'_{ij} .

d) <u>Etude de la relation de dispersion des ondes acoustiques</u>.

Pour simplifier l'écriture, nous définissons le paramètre sans dimension $\mathcal{B}$ par la relation :

$$\mathcal{B} = \frac{\gamma - j\,\frac{\omega}{\omega_D}}{\gamma - j(\frac{\omega}{\omega_D} + \frac{\omega_c}{\omega})} \cdot \frac{1 - \frac{\vec{k}.\vec{\bar{\mu}}\,\vec{E}_o}{\omega} - j\,\frac{k_B T\ \vec{k}.\vec{\bar{\mu}}\,\vec{k}}{q\omega}}{1 - \frac{\vec{k}.\vec{\bar{\mu}}\,\vec{E}_o}{\omega} - j\,\left[\frac{k_B T\ \vec{k}.\vec{\bar{\mu}}\,\vec{k}}{q\omega} + \frac{\vec{k}.\vec{\bar{\sigma}}\,\vec{k}}{\omega \vec{k}.\vec{\bar{\varepsilon}}\vec{k}}\right]} \ . \qquad (1.65)$$

La relation de définition des constantes élastiques modifiées c'_{ijkl} (1.56) peut s'écrire :

$$c'_{ijkl} = c_{ijkl} \left(1 + \varkappa^2_{ijkl} \mathcal{B}\right) \quad . \qquad (1.66)$$

$\varkappa^2$ correspond à la grandeur $e^2/\varepsilon c$ utilisée dans le modèle à une dimension. Si le corps est faiblement piézoélectrique, $\varkappa$ est approximativement égal au coefficient de couplage électromécanique K (cf. Note au bas de la page 8).

On en déduit la relation de dispersion des trois ondes sonores qui se propagent dans la direction $\vec{k}$:

$$(\omega/k)_i = v_{io} \left[1 + \varkappa_i^2 \, \mathcal{B}_i(\omega, \vec{E}_o)\right]^{1/2} , \qquad (1.67)$$

v_{io} = vitesse de l'onde en l'absence de couplage piézoélectrique.

Comme à une dimension, on peut calculer la vitesse de l'onde et son atténuation en prenant les parties réelle et imaginaire de l'expression ci-dessus. L'étude détaillée du coefficient d'atténuation de l'onde en fonction de la direction de propagation $\vec{k}$ et du champ électrique appliqué $\vec{E}_o$ a été effectuée pour le tellure et sera exposée au paragraphe suivant.

III. CAS DU TELLURE : MODES ACOUSTIQUES PIEZOELECTRIQUEMENT COUPLÉS ; DIRECTION D'AMPLIFICATION MAXIMUM.

Lorsqu'on applique à un échantillon un champ électrique $\vec{E}$ d'une valeur telle que les porteurs se déplacent plus vite que le son, on peut étudier les ondes acoustiques amplifiées, en utilisant, par exemple, l'une des deux hypothèses extrêmes suivantes :

1° Nous ne nous intéressons qu'aux ondes acoustiques qui se propagent selon la direction du champ $\vec{E}$.

2° Nous supposons que les seules ondes acoustiques qui interviennent de façon appréciable sont celles pour lesquelles le coefficient d'amplification ($-\alpha$) est maximum.

C'est la première hypothèse qui est généralement utilisée ; on détermine aisément les ondes acoustiques couplées au champ électrique à l'aide des formules données par Hutson et White [6] et que nous avons retrouvées au § II comme cas particuliers.

Nous allons développer la seconde hypothèse et nous montrerons au chapitre IV que c'est seulement dans son cadre que l'on peut interpréter les résultats que nous obtenons dans le tellure.

Nous avons représenté dans le tableau 1 la matrice $(c'_{ij}-c_{ij})$ des modifications des constantes élastiques dues à la piézoélectricité.

$$(C'-C)_{ij} = \begin{bmatrix} l^2 e_{11}^2 & -l^2 e_{11}^2 & 0 & l^2 e_{11} e_{14} & -lm e_{11} e_{14} & -lm e_{11}^2 \\ -l^2 e_{11}^2 & l^2 e_{11}^2 & 0 & -l^2 e_{11} e_{14} & lm e_{11} e_{14} & lm e_{11}^2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ l^2 e_{11} e_{14} & -l^2 e_{11} e_{14} & 0 & l^2 e_{14}^2 & -lm e_{14}^2 & -lm e_{11} e_{14} \\ -lm e_{11} e_{14} & lm e_{11} e_{14} & 0 & -lm e_{14}^2 & m^2 e_{14}^2 & m^2 e_{11} e_{14} \\ -lm e_{11}^2 & lm e_{11}^2 & 0 & -lm e_{11} e_{14} & m^2 e_{11} e_{14} & m^2 e_{11}^2 \end{bmatrix} \frac{B}{\mathcal{E}}$$

Tableau 1

l, m, n, sont les cosinus directeurs de la direction de propagation de l'onde acoustique

Nous supposerons pour simplifier que la mobilité $\overleftrightarrow{\mu}$ est isotrope et nous repérerons la direction de propagation $\vec{k}$ en coordonnées sphériques (θ,φ) d'axe Z comme dans l'Annexe 1. Les coefficients de couplage $\kappa_i(\theta,\varphi)$ des trois ondes acoustiques ($i = 1, 2, 3$) ont été calculés à l'ordinateur à partir des valeurs des constantes piézoélectriques e_{11} et e_{14} déduites de nos expériences de résonance électromécanique et de celles de J.P. Hermann [11][12] (cf. Chap. II) :

$$|e_{11}| = 0{,}84\ C/m^2 \quad ; \quad e_{14}/e_{11} = 0{,}72\ \varepsilon \ , \ \varepsilon \text{ signe de } C_{14}.$$

Nous avons représenté sur le tableau 2 et les figures 2 et 3 les variations du carré du coefficient $\kappa_i(\theta,\varphi)$ avec la direction de propagation et la polarisation de l'onde acoustique. Comme nous l'avons vu, le coefficient d'amplification est proportionnel à ce paramètre sans dimension. On remarque de κ_i^2 est très anisotrope. Ses valeurs selon les axes sont respectivement :

$$\text{selon X} : \kappa_{11}^2 = 0{,}097 \ ;$$
$$\text{selon Y} : \kappa_{26}^2 = 0{,}260 \ ;$$
$$\text{selon Z} : \kappa_{33}^2 = \kappa_{44}^2 = 0 \ .$$

La valeur maximum $\kappa^2 = 0{,}268$ est obtenue dans la direction ($\theta = 30°$, $\varphi = 82°$) et les directions équivalentes.

En utilisant les relations (1.65) et (1.67) on obtient la relation de dispersion sous la forme :

$$(\omega/k)_i = v_{oi}(\theta,\varphi)\ \sqrt{1+\kappa_i^2(\theta,\varphi)\{1-j(\omega_c/\omega)[\gamma-j(\omega/\omega_D)]^{-1}\}^{-1}} \qquad (1.68)$$

où

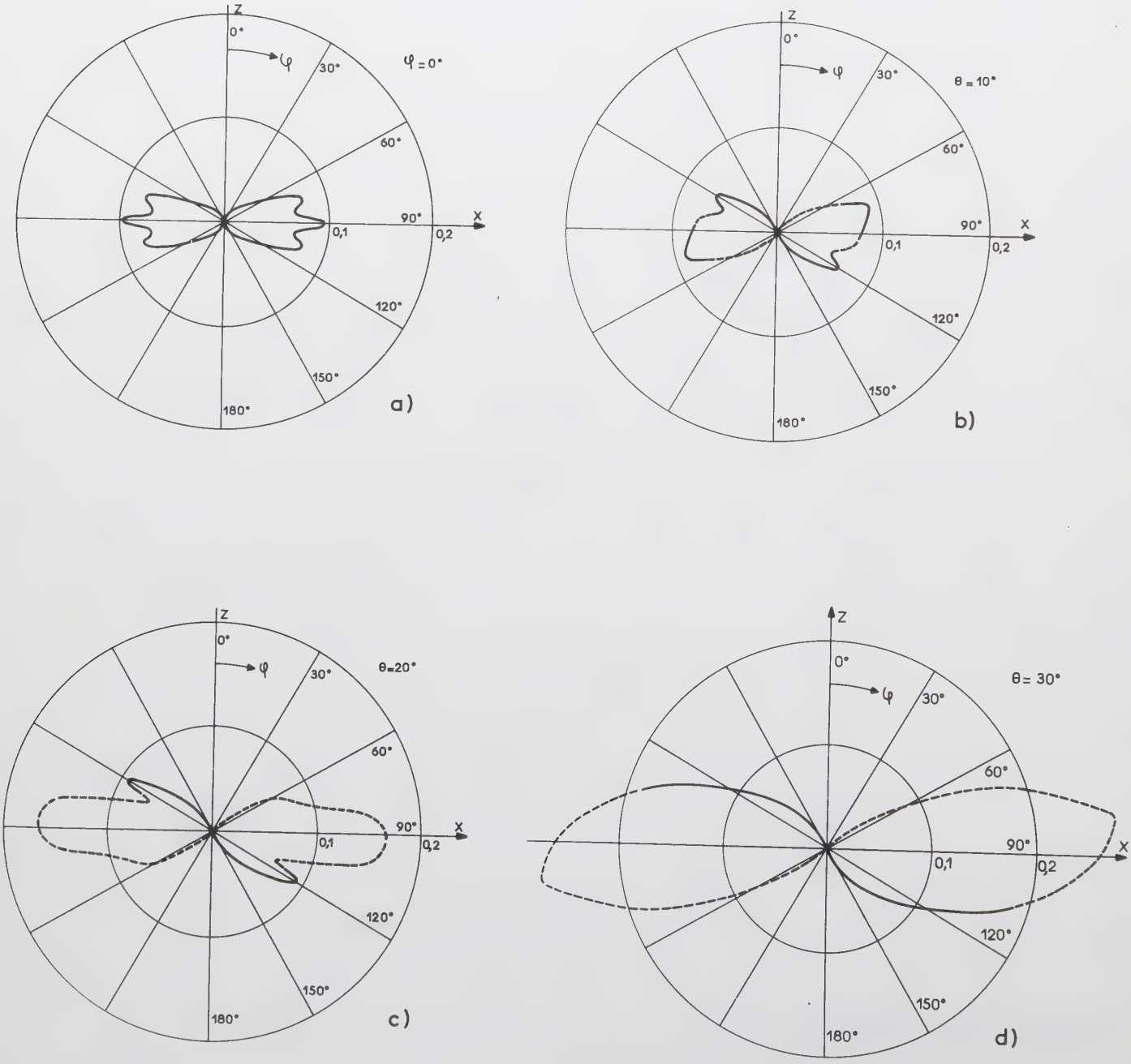
$$\gamma = 1-(\mu E_o \cos\beta/v_{oi}) \ , \qquad (1.69)$$

β, angle de la direction du champ électrique $\vec{E}_o$ avec la direction de propagation de l'onde.

θ /	0° et 60°			5° et 55°			10° et 50°			15° et 45°			20° et 40°			25° et 35°			30°			φ / θ
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	180
10	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	170
20	0	0,004	0	0	0,003	0	0	0,002	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	160
30	0	0,009	0	0	0,007	0	0	0,005	0	0	0,003	0	0	0,002	0	0	0	0	0	0	0	150
40	0,005	0,016	0,003	0,005	0,012	0,002	0,004	0,008	0,002	0,003	0,005	0	0,002	0,002	0	0	0	0	0	0	0	140
50	0,022	0,025	0,007	0,025	0,017	0,005	0,026	0,011	0,004	0,025	0,005	0,002	0,022	0,002	0	0,019	0	0	0,017	0	0	130
60	0,032	0,043	0,013	0,039	0,033	0,010	0,047	0,025	0,007	0,057	0,017	0,004	0,069	0,009	0,002	0,080	0,003	0	0,084	0	0	120
70	0,011	0,072	0,021	0,001	0,080	0,016	0,006	0,085	0,011	0,035	0,082	0,007	0,087	0,065	0,003	0,153	0,029	0	0,194	0	0	110
80	0,007	0,068	0,027	0,012	0,078	0,021	0,025	0,085	0,015	0,075	0,085	0,009	0,138	0,073	0,004	0,210	0,038	0	0,261	0	0	100
90	0	0,097	0	0,016	0,086	0,010	0,057	0,080	0,012	0,110	0,075	0,008	0,164	0,061	0,004	0,221	0,029	0	0,260	0	0	90
00	0,007	0,068	0,027	0,034	0,057	0,032	0,071	0,049	0,032	0,111	0,044	0,025	0,151	0,042	0,008	0,193	0,020	0	0,218	0	0	80
10	0,011	0,072	0,021	0,029	0,062	0,025	0,051	0,054	0,027	0,069	0,050	0,025	0,072	0,064	0,018	0,022	0,131	0,007	0	0,163	0	70
20	0,032	0,043	0,013	0,024	0,054	0,015	0,016	0,067	0,016	0,010	0,080	0,014	0,005	0,093	0,010	0,012	0,105	0,004	0,	0,110	0	60
30	0,022	0,025	0,007	0,017	0,034	0,008	0,013	0,043	0,008	0,008	0,051	0,007	0,004	0,059	0,004	0	0,065	0	0	0,068	0	50
40	0,005	0,016	0,003	0,004	0,021	0,003	0,003	0,025	0,003	0,002	0,030	0,002	0,	0,034	0	0	0,036	0	0	0,038	0	40
50	0	0,009	0	0	0,011	0,	0	0,013	0	0	0,015	0	0	0,016	0	0	0,017	0	0	0,018	0	30
160	0	0,004	0	0	0,004	0	0	0,005	0	0	0,006	0	0	0,006	0	0	0,006	0	0	0,007	0	20
170	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	00	0	0	0	0	10
180	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
φ / θ	-0° et -60°			-5° et -55°			-10° et-50°			-15° et -45°			-20° et -40°			-25° et -35°			- 30°			θ / φ

Tableau 2 Variations du carré du coéfficient χ_i (θ,φ)

Figure 2 : Variations du carré du coefficient χ_i (θ, φ)



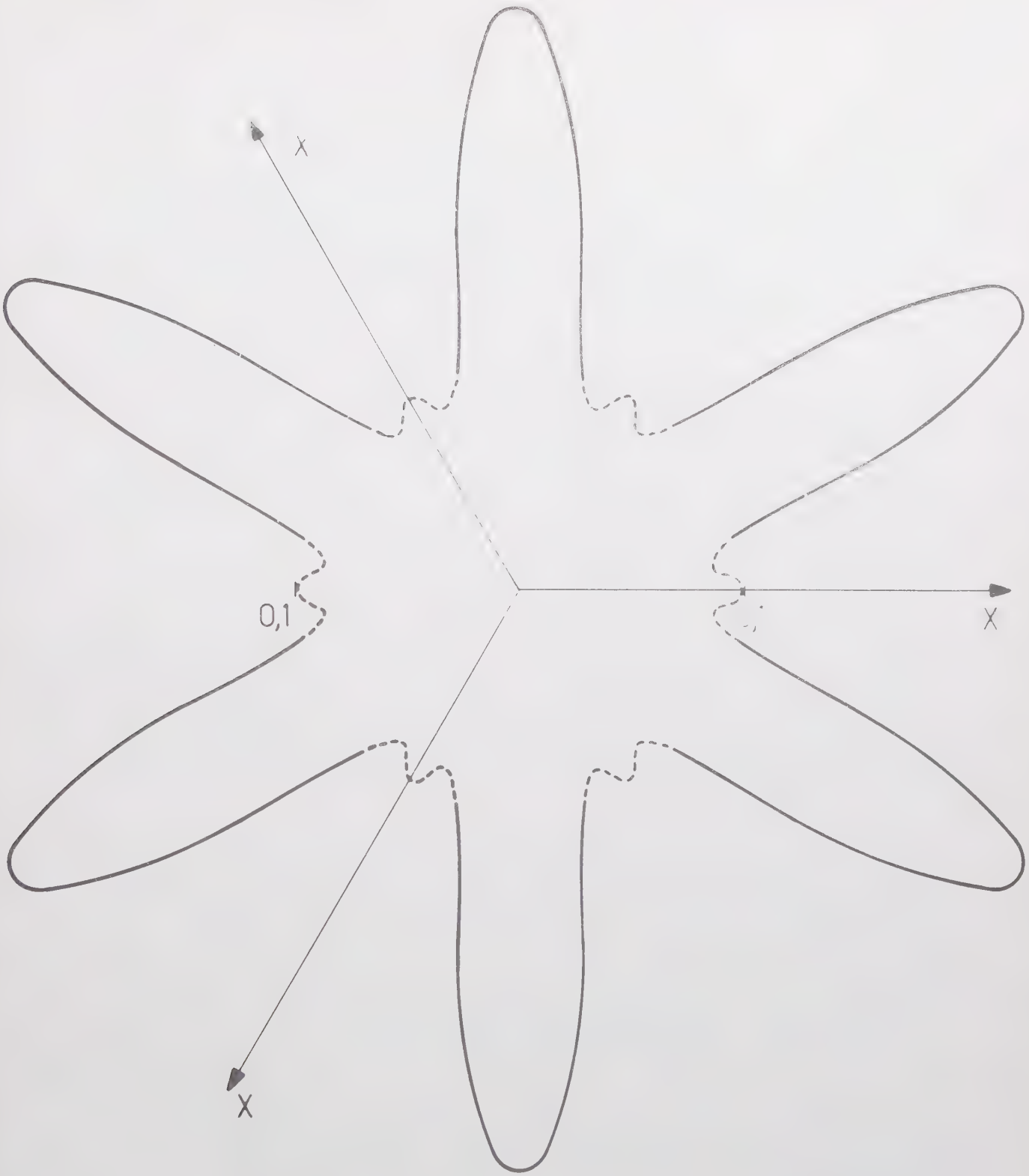


Fig. 3

Variations du carré du coefficient χ (θ, 90°)
(Plan XOY)

Nous avons vu au § I.1 de ce chapitre que dans le cas des échantillons de tellure que nous avons utilisés, $\omega_c \gg \omega_D$ et que l'on peut négliger γ^2 devant $[(\omega_c/\omega)+(\omega/\omega_D)]^2$ si

$$|\gamma| \ll 10$$

Dans ce cas, on obtient pour la vitesse v_i de l'onde et son coefficient d'atténuation α_i les expressions suivantes :

$$v_i(\theta,\varphi) = v_{oi}(\theta,\varphi)\left\{1+\frac{\varkappa_i^2(\theta,\varphi)}{2}\left[\frac{\omega^2}{\omega_c^2}\left(1-\frac{\mu E_o\cos\beta}{v_{oi}(\theta,\varphi)}\right)^2+\frac{\omega^4}{\omega_c^2\omega_D^2}+\frac{\omega^2}{\omega_c\omega_D}\right]\right.$$

$$\left.\times\left(1+\frac{\omega^2}{\omega_c\omega_D}\right)^{-2}\right\} \quad ; \qquad (1.70)$$

$$\boxed{\alpha_i(\theta,\varphi) = -\frac{\varkappa_i^2(\theta,\varphi)}{2\omega_c\, v_{oi}(\theta,\varphi)}\left[\frac{\omega}{1+(\omega^2/\omega_c\omega_D)}\right]^2\left[\frac{\mu E_o\cos\beta}{v_{oi}(\theta,\varphi)}-1\right]} \; .$$

(1.71)

A la fréquence de gain maximum, cette expression devient :

$$\alpha_i(\theta,\varphi) = -\frac{\varkappa_i^2(\theta,\varphi)}{8\mathcal{D}}\left[\mu E_o\cos\beta - v_{oi}(\theta,\varphi)\right] \; . \qquad (1.72)$$

Pour une direction donnée du champ électrique $\vec{E}_o$, le champ au seuil d'amplification de l'onde de vitesse $v_{oi}(\theta,\varphi)$ sera :

$$E_c = v_{oi}(\theta,\varphi)/\mu\cos\beta \; . \qquad (1.73)$$

Le minimum de E_c sera obtenu dans l'une des directions qui satisfont aux deux relations :

$$dv_{oi}/d\beta = -v_{oi} tg\beta \quad , \qquad (1.74)$$

$$d^2 v_{oi}/d\beta^2 > -v_{oi} \quad . \qquad (1.75)$$

En particulier, l'onde pour laquelle le champ critique est minimum se propagera dans la direction du champ électrique appliqué si

$$\beta = 0 \quad .$$

Les directions qui peuvent satisfaire à cette condition sont les extrema de la vitesse du son (1.74). Les minima satisfont toujours simultanément la condition (1.75). Les maxima ne seront solutions que si la vitesse du son décroît moins vite que $\cos\beta$ (1.75). Les extrema pour lesquels, par raison de symétrie $\varkappa_i(\theta,\varphi)$ est nul, sont évidemment exclus.

Si le champ électrique E_o est orienté selon la direction d'un minimum de la vitesse du son, les hypothèses 1 et 2 seront donc équivalentes au voisinage du champ critique E_c.

Pour les fortes valeurs du champ électrique E_o , la direction pour laquelle l'amplification est la plus grande se rapprochera de celle d'un maximum du coefficient de couplage électromécanique $\varkappa_i$. Cet effet sera d'autant plus important que l'angle entre $\vec{E}_o$ et cette direction sera plus faible. Nous le constaterons ci-dessous dans le cas du tellure. Les directions des minima de vitesse du son dans le tellure sont :

$$\left|\begin{array}{l} \theta = 30° + n\ 120° \quad ; \quad \varphi = 65° \quad ; \\ \\ \theta = 90° + n\ 120° \quad ; \quad \varphi = 115° \quad . \end{array}\right. \qquad (1.76)$$

Celles des maxima du coefficient de couplage électromécanique sont :

$$\left|\begin{array}{l} \theta = 30° + n\ 120° \quad ; \quad \varphi = 82° \\ \\ \theta = 90° + n\ 120° \quad ; \quad \varphi = 98° \end{array}\right. \qquad (1.77)$$

Elles sont situées dans le plan YOZ et les plans équivalents.

Nous examinerons successivement le cas d'échantillons de tellure dans lesquels le champ électrique $\vec{E}_o$ est appliqué selon l'un des axes X, Y ou Z.

a) $E_o // X$.

Selon l'hypothèse 1 (mode amplifié selon l'axe), l'onde acoustique couplée piézoélectriquement est l'onde longitudinale de vitesse

$$v_{11} = 2,41 \times 10^5 \text{ cm/s} \quad .$$

Selon l'hypothèse 2, l'onde intéressante est celle qui est la mieux amplifiée. La direction de cette onde, la composante selon X de sa vitesse, la valeur du produit $(-\alpha\mathcal{D})$ du coefficient d'amplification par la constante de diffusion [cf. (1.72)] et la valeur de ce terme pour l'onde qui se propage selon X, ont été représentées sur le tableau 3 pour différentes valeurs de la vitesse μE_o de déplacement des porteurs ($\mu E_o \lesssim 5 \times 10^5$ cm/s).

On en déduit que l'onde la mieux amplifiée se propage selon la direction

$$\theta_{2X} = 26° \pm 5° \qquad \varphi_{2X} = 78° \pm 6°$$

ou la direction équivalente symétrique par rapport à X, (1.78)

$$\theta_{2X} = -26° \mp 5° \qquad \varphi_{2X} = 102° \mp 6° \ .$$

Direction du champ électrique $\vec{E_o}$	μE_o	v_1	v_2	$(-\alpha\mathcal{S})_1$	$(-\alpha\mathcal{S})_2$	θ_2	φ_2
	x 10^{-5} cm/s						
X	1,5	2,41	1,28	-0,011	0,006	24° ± 3°	75° ± 3°
	2	"	1,31	-0,005	0,017	30° ± 3°	77° ± 3°
	2,5	"	1,42	0,001	0,029	30° ± 2°	79° ± 3°
	3	"	1,44	0,007	0,043	"	80° ± 3°
	3,5	"	1,47	0,014	0,057	"	81° ± 3°
	4	"	1,47	0,019	0,072	"	81° ± 3°
	4,5	"	1,49	0,025	0,086	"	82° ± 2°
	5	"	1,49	0,031	0,100	"	82° ± 2°
Y	1,5	1,48	1,19	0,001	0,009	90° ± 3°	105° ± 2°
	2	"	1,21	0,017	0,024	90° ± 3°	103° ± 2°
	2,5	"	1,23	0,033	0,041	90° ± 2°	102° ± 2°
	3	"	1,25	0,049	0,058	"	100° ± 2°
	3,5	"	1,27	0,066	0,073	"	99° ± 2°
	4	"	1,27	0,082	0,088	"	99° ± 2°
	4,5	"	1,27	0,098	0,105	"	99° ± 2°
	5	"	1,29	0,114	0,123	"	98° ± 2°
Z	2	aucune	1,77 ± 0,03		0,0004	12° ± 10°	50° ± 3°
	2,5	onde	1,97		0,002	30° ± 3°	56° ± 2°
	3	n'est	2,06		0,005	30° ± 2°	59° ± 2°
	3,5	couplée	2,22	0	0,008	"	62° ± 2°
	4		2,27		0,011	"	63° ± 2°
	4,5		2,34		0,014	"	64° ± 2°
	5		2,43		0,018	"	65° ± 2°

Tableau 3

Les indices 1 et 2 correspondent aux deux hypothèses:

1 : Onde piézoélectriquement active qui se propage selon la direction de $\vec{E_o}$

2 : Onde piézoélectriquement active qui se propage selon la direction où l'amplification atteint sa valeur maximum (θ_2 , φ_2)

On remarque que ces directions sont voisines de celles d'un minimum de vitesse du son ou d'un maximum du coefficient de couplage électromécanique. Le champ de seuil correspond alors à une vitesse de déplacement des porteurs selon X :

$$v_{2X} = (1,34 \pm 0,06) \times 10^5 \text{ cm/s} \quad . \qquad (1.79)$$

b) $E_o // Y$.

La seule onde piézoélectriquement active est l'onde transverse de vitesse $v_{66} = 1,48 \times 10^5$ cm/s polarisée selon X.

D'après le tableau 3, l'onde la mieux amplifiée se propage selon la direction

$$\theta_{2Y} = 90° \pm 3° \quad , \quad \varphi_{2Y} = 100° \pm 4° \quad . \qquad (1.80)$$

La vitesse critique de déplacement des porteurs selon Y dans le cas où c'est cette onde qui intervient, est alors :

$$v_{2Y} = (1,24 \pm 0,05) \times 10^5 \text{ cm/s} \quad . \qquad (1.81)$$

c) $E_o // Z$.

A cause de la symétrie du cristal, les ondes qui se propagent selon Z ont un coefficient de couplage électromécanique nul.

Le mode "hors d'axe" le mieux amplifié se propage selon la direction

$$\theta_{2Z} = 17° \pm 15° \quad , \quad \varphi_{2Z} = 57° \pm 10° \quad . \qquad (1.82)$$

Pour ce mode, la vitesse critique de déplacement selon Z a pour valeur :

$$v_{2Z} = (2,08 \pm 0,35) \times 10^5 \text{ cm/s} \quad . \qquad (1.83)$$

On remarque sur le tableau 3 que le coefficient d'amplification ($-\alpha$) est beaucoup plus faible que pour les directions X et Y.

Chapitre II

MESURE DES CONSTANTES PIEZOELECTRIQUES D'UN SEMICONDUCTEUR EXTRINSEQUE DE FORTE CONDUCTIVITE PAR RESONANCE ELECTROMECANIQUE. APPLICATION A LA DETERMINATION DE LA CONSTANTE d_{11} DU TELLURE.

Pour mesurer les constantes piézoélectriques des corps isolants, on utilise généralement la méthode de résonance-antirésonance. La mesure précise de ces constantes dans le cas des semiconducteurs fortement conducteurs (tellure, composés III-V) est beaucoup plus difficile. Les différentes méthodes possibles sont passées en revue par Arlt [13] qui a utilisé l'effet piézo-Hall pour déterminer les constantes piézoélectriques des composés III-V. Nous avons calculé l'impédance de barreaux piézoélectriques conducteurs et montré que les constantes piézoélectriques peuvent être déduites des variations de cette impédance au voisinage des fréquences de résonance mécanique. Arlt [14] a exposé simultanément une théorie similaire dans le cas de plaquettes minces.

I. CALCUL DE L'IMPEDANCE D'UN BARREAU DE SEMICONDUCTEUR SOUMIS A UN CHAMP ELECTRIQUE ALTERNATIF DE FREQUENCE BASSE [15].

Dans le cas des expériences réalisées sur le tellure, les barreaux étaient alongés selon l'axe X, le mode de vibration était le mode longitudinal selon X, et les électrodes étaient placées aux deux extrémités du barreau. On peut alors

considérer que seule la composante T_{11} du tenseur des efforts n'est pas nulle et traiter le problème suivant un modèle unidimensionnel.

Les équations d'état piézoélectriques seront prises sous la forme :

$$S = sT + dE \ , \qquad (2.1)$$

$$D = dT + \varepsilon E \ . \qquad (2.2)$$

D'autre part, la densité de courant J dans un échantillon de semiconducteur de type p est donnée, comme nous l'avons vu au Chapitre I, par la relation :

$$J = q\,\mu\,(p+p_s)\,E - \mu\,k_B T\,\frac{\partial p_s}{dx} + \frac{\partial D}{\partial t} \quad . \qquad (2.3)$$

Dans l'expression du courant, nous avons inclus ici le courant de déplacement $\partial D/\partial t$ et nous avons négligé le piégeage ($f = 0$).

Nous supposerons que le signal alternatif appliqué a une amplitude faible ($p_s \ll p$). Les définitions des fréquences de conduction ω_c et de diffusion ω_D sont les mêmes qu'au Chapitre I :

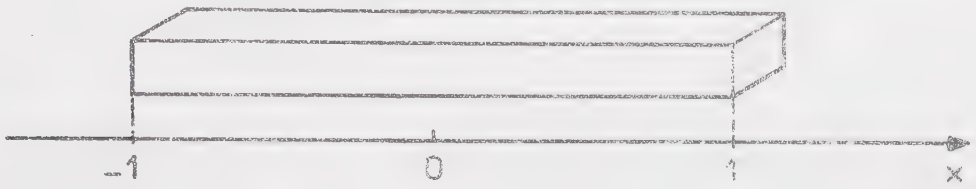
$$\omega_D = \frac{q}{\mu k_B T}\left(\frac{\omega}{k}\right)^2 = \frac{v^2}{\mathcal{D}} \quad ; \quad \omega_c = \frac{\sigma}{\varepsilon} \quad ;$$

$\mathcal{D}$ désigne la constante de diffusion.

A l'aide de l'équation de Poisson, $\partial D/\partial x = q p_s$, nous pouvons transformer l'expression (2.3) du courant et l'écrire sous la forme :

$$J = q\mu pE - \frac{\mu k_B T}{q} \frac{\partial^2 D}{\partial x^2} + \frac{\partial D}{\partial t} \quad . \qquad (2.4)$$

Le barreau de tellure a la forme suivante :



Si ses extrémités sont libres, l'effort T(x) doit satisfaire la condition :

$$T(1) = T(-1) = 0 \qquad (2.5)$$

L'effort T aura donc pour expression :

$$T = T_o \, e^{j\omega t} \, (\cos kx - \cos kl) \quad . \qquad (2.6)$$

Nous en déduisons l'expression de la contrainte S grâce à la relation :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \rho \frac{\partial^3 u}{\partial t^2 \, \partial x} = \rho \frac{\partial^2 S}{\partial t^2} \, ,$$

$$S = \frac{k^2}{\rho\omega^2} T_o \, e^{j\omega t} \cos kx \quad . \qquad (2.7)$$

En reportant ces expressions dans les équations d'état piézoélectriques (2.1) et (2.2), nous obtenons :

$$E = \frac{S - sT}{d} = \frac{T_o}{d} \left[\left(\frac{k^2}{\rho\omega^2} - s \right) \cos kx + s \cos kl \right] e^{j\omega t} \, , \qquad (2.8)$$

$$D = dT + \varepsilon E = T_o d \left\{ \left[1 + \frac{\varepsilon s}{d^2} \left(\frac{k^2}{\rho\omega^2 s} - 1 \right) \right] \cos kx + \left(\frac{\varepsilon s}{d^2} - 1 \right) \cos kl \right\} e^{j\omega t} \, .$$

(2.9)

Nous reportons les expressions de E et D dans celle du courant J dont nous allons calculer d'abord la partie $J_{\sim}$ dépendant de x :

$$J_{\sim} = j\omega d T_o \cos kx\, e^{j\omega t}\{[1-j(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D})](\frac{k^2}{\rho\omega^2 s} - 1)\frac{1}{\theta} - (1-j\frac{\omega}{\omega_D})\} \quad . \tag{2.10}$$

Nous avons posé ici : $\theta = d_{11}^2/\varepsilon_1 s_{11}$.

La continuité du courant impose :

$$\partial J/\partial x = -tgkx\, J_{\sim} = 0 \longrightarrow J_{\sim} = 0 \quad ,$$

et nous obtenons l'équation de dispersion

$$\boxed{\frac{k^2}{\rho\omega^2 s} - 1 = -\theta \frac{1-j(\omega/\omega_D)}{1-j[(\omega/\omega_D)+(\omega_c/\omega)]}} \quad . \tag{2.11}$$

Le courant J et le champ électrique E ont donc pour expressions :

$$J = \frac{\varepsilon s}{d}\omega_c T_o\, e^{j\omega t} \cos kl\, [1+j\frac{\omega}{\omega_c}(1-\theta)] \quad , \tag{2.12}$$

$$E = \frac{s}{d} T_o\, e^{j\omega t}\{\cos kl - \theta \frac{1-j(\omega/\omega_D)}{1-j[(\omega/\omega_D)+(\omega_c/\omega)]} \cos kx\} \quad . \tag{2.13}$$

On en déduit aisément l'expression de l'impédance Z du barreau :

$$Z = \frac{\int_{-l}^{+l} \mathcal{C}\, dx}{J\,\mathcal{A}}$$

où $\mathcal{A}$ désigne la section du barreau.

$$Z(\omega) = Z(0)\,\frac{1}{1+j(\omega/\omega_c)(1-\theta)}\left\{1-\theta\,\frac{1-j(\omega/\omega_D)}{1-j[(\omega/\omega_D)+(\omega_c/\omega)]}\,\frac{\operatorname{tg} kl}{kl}\right\}, \qquad (2.14)$$

$Z(0)$ est la résistance électrique du barreau à basse fréquence :

$$Z(0) = \frac{2\,l}{\varepsilon\omega_c\mathcal{A}} = \frac{2\,l}{\sigma\mathcal{A}} = R \quad . \qquad (2.15)$$

II. CIRCUIT EQUIVALENT A L'ECHANTILLON AU VOISINAGE DES FREQUENCES DE RESONANCE MECANIQUE.

Pour les échantillons utilisés, l'ordre de grandeur des fréquences ω_c et ω_D est le suivant :

$$\omega_c \sim 10^{11}\ s^{-1} \quad ; \quad \omega_D \sim 10^{9}\ s^{-1} \quad .$$

Les expériences sont réalisées à des fréquences ω comprises entre 10^5 et $3\times10^5\ s^{-1}$, donc très inférieures aux précédentes, et les expressions de l'impédance Z et de la relation de dispersion peuvent donc être mises sous la forme approchée :

$$\frac{Z}{R} \sim 1 - j\theta \frac{\omega}{\omega_c} \frac{\operatorname{tg} kl}{kl} \quad , \tag{2.16}$$

$$\frac{k^2}{\rho\omega^2 s'_{11}} - 1 = -j\theta \frac{\omega}{\omega_c} \quad . \tag{2.17}$$

Pour tenir compte de l'amortissement d'origine non piézoélectrique, nous remplaçons, de façon quelque peu arbitraire, le coefficient élastique s_{11} par

$$s'_{11} = s_{11} (1-j\alpha_o) \quad , \tag{2.18}$$

$$k \simeq \omega (\rho s_{11})^{1/2} \left[1 - j \left(\frac{\alpha_o}{2} + \frac{\theta\omega}{2\omega_c}\right)\right] . \tag{2.19}$$

Pour étudier la variation de l'impédance de l'échantillon, nous allons utiliser, comme dans le cas du quartz, la méthode du circuit équivalent.

Les fréquences de résonance électromécanique sont celles pour lesquelles

$$kl = \left(n + \frac{1}{2}\right) \pi$$

Au voisinage de la fréquence ω_R de la résonance d'ordre n, nous pouvons donc, d'après (2.19), remplacer tg kl par l'expression équivalente :

$$\operatorname{tg} kl \sim \frac{\dfrac{\omega_R}{(n+\frac{1}{2})\pi(\omega_R-\omega)} - j(n+\frac{1}{2}) \dfrac{\pi}{2} \left(\alpha_o + \theta \dfrac{\omega_R}{\omega_c}\right)}{1 + j\left(\alpha_o + \theta \dfrac{\omega_R}{\omega_c}\right) \dfrac{\omega_R}{2(\omega_R-\omega)}} \quad . \tag{2.20}$$

En reportant dans l'expression (2.16) de l'impédance Z, nous obtenons :

$$\frac{Z}{R} \sim 1 - j\theta \frac{\omega_R}{\omega_c} \frac{1}{(n+\frac{1}{2})\pi} \frac{\dfrac{\omega_R}{(n+\frac{1}{2})\pi(\omega_R-\omega)} - j(n+\frac{1}{2}) \dfrac{\pi}{2} (\alpha_o+\theta \dfrac{\omega_R}{\omega_c})}{1+j(\alpha_o+\theta \dfrac{\omega_R}{\omega_c}) \dfrac{\omega_R}{2(\omega_R-\omega)}} \quad (2.21)$$

Nous remplaçons alors l'infiniment petit $(\omega_R-\omega)$ par l'infiniment petit équivalent $[(\omega_R^2-\omega^2)/2\omega_R]$:

$$\frac{1}{Z} \sim \frac{1}{R} + \frac{1}{R\left[(n+\frac{1}{2})^2 \frac{\pi^2}{2} - 1 + \frac{\alpha_o}{2\theta} \frac{\omega_c}{\omega_R} (n+\frac{1}{2})^2 \pi^2\right] - j \dfrac{\omega_c (n+\frac{1}{2})^2 \pi^2}{2\theta\omega_R} \dfrac{\omega_R^2-\omega^2}{\omega_R^2}} \quad (2.22)$$

Cette expression se simplifie si l'on pose :

$$\frac{R'}{R} = (n+\tfrac{1}{2})^2 \frac{\pi^2}{2} - 1 + \frac{\alpha_o}{2\theta} \frac{\omega_c}{\omega_R} (n+\tfrac{1}{2})^2 \pi^2 \quad (2.23)$$

$$\frac{L}{R} = \frac{(n+\frac{1}{2})^2 \pi^2 \omega_c}{2\theta \omega_R^2} \quad (2.24)$$

$$CR = \frac{2\theta}{(n+\frac{1}{2})^2 \pi^2 \omega_c} \quad (2.25)$$

et prend la forme

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R} + \frac{1}{R' + jL\omega + \frac{1}{jC\omega}} \quad (2.26)$$

Le circuit équivalent à l'échantillon au voisinage de la résonance est donc le suivant (Fig.4).

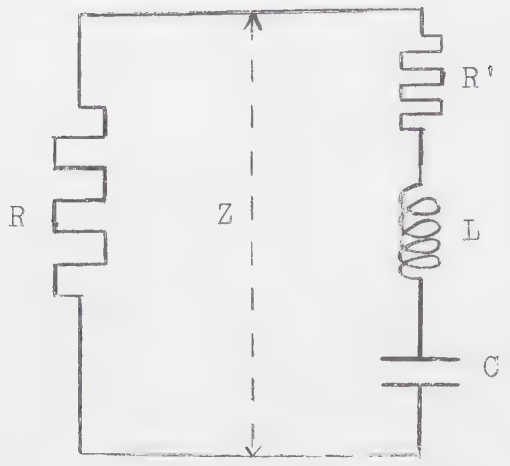


Fig. 4

Nous allons étudier les propriétés de ce circuit.

Décomposons l'impédance Z en sa partie réelle $\mathcal{R}$ et sa partie imaginaire $\mathcal{J}$:

$$\frac{\mathcal{R}(\omega)}{R} = 1 - \frac{R^2C^2\omega^2(R+R')}{(1-LC\omega^2)^2+C^2\omega^2(R+R')^2} \quad , \qquad (2.27)$$

$$\frac{\mathcal{J}(\omega)}{R} = -j\,\frac{RC\omega\,(1-LC\omega^2)}{(1-LC\omega^2)^2+C^2\omega^2(R+R')^2} \quad . \qquad (2.28)$$

Les variations de ces deux quantités au voisinage de la résonance ont été représentées sur la figure 5 où l'on a pris pour ω_R, ω_c et α_o des valeurs typiquement observées sur les échantillons étudiés : $\omega_R = 10^5$, $\omega_c = 10^{11}$, $\alpha_o = 10^{-4}$, $\theta = 0,125$.

La partie réelle $\mathcal{R}$ passe par un minimum à la fréquence de résonance et la variation d'impédance est

$$\Delta\mathcal{R} = |\mathcal{R}(\omega_R)-R| = \frac{R^2}{R+R'} \quad . \qquad (2.29)$$

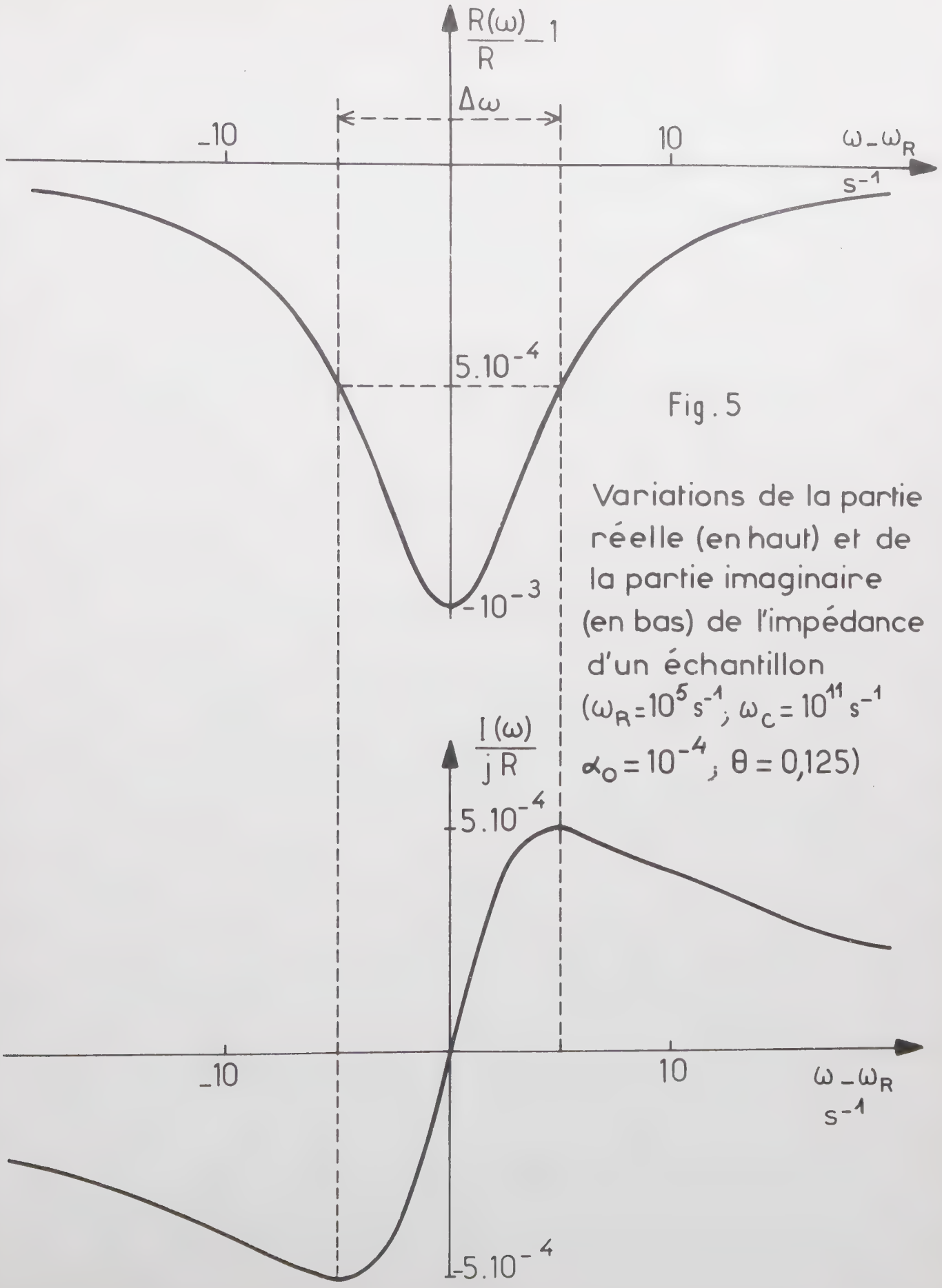


Fig. 5

Variations de la partie réelle (en haut) et de la partie imaginaire (en bas) de l'impédance d'un échantillon ($\omega_R = 10^5\ s^{-1}$; $\omega_c = 10^{11}\ s^{-1}$ $\alpha_0 = 10^{-4}$; $\theta = 0{,}125$)

La largeur de la raie de résonance à mi-hauteur $\Delta\omega$ est donnée par la relation :

$$\Delta\omega = \frac{R+R'}{L} \quad . \tag{2.30}$$

Si l'on étudie les variations de la partie imaginaire $\mathcal{J}$, on peut aussi calculer la variation maximum d'impédance $\delta\mathcal{J}$ et la distance des deux extrema $\delta\omega$, et l'on obtient :

$$\delta\mathcal{J} = |\mathcal{J}_{max} - \mathcal{J}_{min}| = \Delta\mathcal{R} \quad , \tag{2.31}$$

$$\delta\omega = \frac{R+R'}{L} = \Delta\omega \quad . \tag{2.32}$$

La méthode utilisée pour la mesure des constantes piézoélectriques du tellure consiste à déduire des variations de l'impédance de l'échantillon la valeur du carré θ du coefficient de couplage électromécanique et le coefficient d'amortissement α_o. Nous pouvons déduire simplement les relations entre α_o, θ, ΔR et $\Delta\omega$ en combinant les expressions (2.23), (2.24), (2.29), (2.30) :

$$\theta = \left(n + \frac{1}{2}\right)^2 \frac{\pi^2}{2} \frac{\Delta R}{R} \frac{\omega_c}{\omega_R^2} \Delta\omega \quad , \tag{2.33}$$

$$\alpha_o = \frac{\Delta\omega}{\omega_R} - \frac{\theta\,\omega_R}{\omega_c} \quad . \tag{2.34}$$

Dans le cas des échantillons de tellure utilisés :

$$\frac{\theta\,\omega_R}{\omega_c} \ll \frac{\Delta\omega}{\omega_R}$$

et les relations ci-dessus peuvent être remplacées par les expressions approchées :

$$\alpha_o = \frac{\Delta\omega}{\omega_R} \quad . \qquad (2\ 35)$$

$$\theta = \left(n + \frac{1}{2}\right)^2 \frac{\pi^2}{2} \frac{\Delta R}{R} \frac{\omega_c}{\omega_R} \alpha_o \quad . \qquad (2\ 36)$$

On voit donc qu'il est très facile de calculer α_o et θ à partir des variations de l'impédance de l'échantillon au voisinage d'une fréquence de résonance électromécanique.

III. DISPOSITIF EXPERIMENTAL.

1. Préparation des échantillons.

Les monocristaux de tellure sont préparés grâce à une méthode mise au point par J.L. Malgrange [16] et dérivée de celle de Kapitza. Ils sont ensuite taillés à la scie à fil, puis polis et décapés. Les échantillons ainsi préparés ont la forme de barreaux parallélipipédiques ; leur grande dimension mesure quelques centimètres, et leur section est de l'ordre de $0,1\ cm^2$.

On soude par fusion locale à chacune des extrémités du barreau un fin fil de platine et ces extrémités sont ensuite recouvertes d'une couche de laque d'or conductrice. L'échantillon est ensuite suspendu par les deux fils de platine dans une enceinte remplie d'hydrogène que l'on refroidit lentement jusqu'à la température de l'azote liquide.

La résistivité du tellure variait suivant l'échantillon utilisé entre 0,7 et 3 $\Omega \times cm$ à 77°K.

2. Dispositif électronique (Fig.6).

L'échantillon forme l'une des branches d'un pont de Wheatstone alimenté par un générateur basse fréquence. Ce générateur est modulé en fréquence par un générateur très basse fréquence dont le signal de sortie est connecté également à l'entrée X de l'oscilloscope. Le signal de déséquilibre du pont est transmis à une détection synchrone par l'intermédiaire d'un amplificateur différentiel. Le règlage de phase de cette détection permet de transmettre à la voie Y de l'oscilloscope un signal qui est fonction, soit de la variation de la partie réelle, soit de la variation de la partie imaginaire, de l'impédance de l'échantillon. Pour effectuer l'étalonnage des variations d'impédance, on se place à une fréquence voisine de la fréquence de résonance et l'on mesure les variations de la tension fournie à l'oscilloscope lorsque l'on place en parallèle avec l'échantillon :

- soit une résistance (si la détection est réglée pour mesurer les variations de la partie réelle de l'impédance),
- soit une capacité (si l'on mesure les variations de la partie imaginaire de l'impédance).

L'étalonnage de la fréquence est réalisé à l'aide d'un fréquencemètre électronique.

Deux problèmes techniques sont difficiles à résoudre :

- le générateur basse fréquence doit avoir une grande stabilité de fréquence pour permettre de mesurer les largeurs de raie de résonance très fines (de 3 Hz à 30 Hz) ;
- le dispositif doit être sensible et peu bruyant, car les variations relatives d'impédances qu'il doit mesurer sont très faibles (10^{-3} à 10^{-4}).

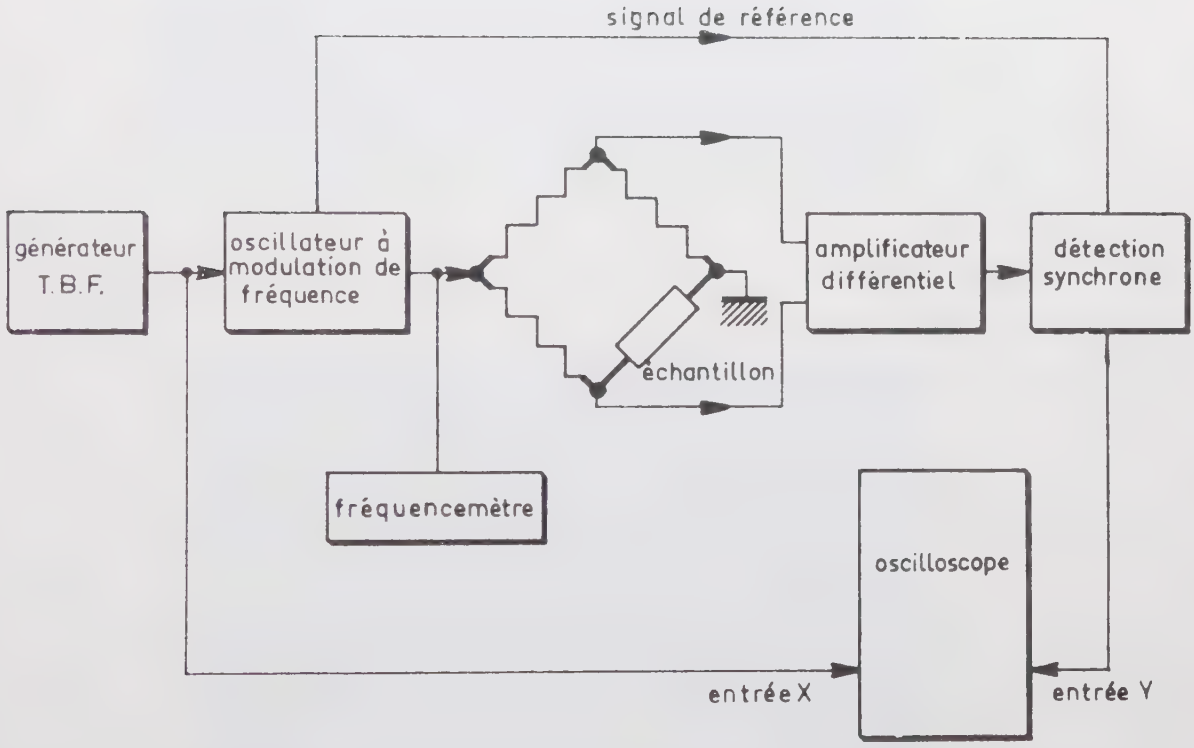


Fig. 6

Dispositif expérimental

IV. RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Sur la figure 7 sont reproduits deux oscillogrammes. Le premier représente les variations de la partie réelle et le second celles de la partie imaginaire de l'impédance de l'échantillon.

Les variations relatives d'impédances sont faibles ($\Delta Z/Z \sim 10^{-3}$ à 10^{-4}), mais la surtension du système est grande ($\omega/\Delta\omega \sim 10^{4}$). De la largeur du pic de résonance et de l'amplitude de la variation d'impédance on peut déduire (cf. §I) la valeur du coefficient d'amortissement d'origine non piézoélectrique et celle du carré θ du coefficient de couplage électromécanique.

Le coefficient d'amortissement α_o varie selon les échantillons entre 10^{-4} et 6×10^{-4}.

La précision sur la valeur du paramètre θ est d'environ 10% :

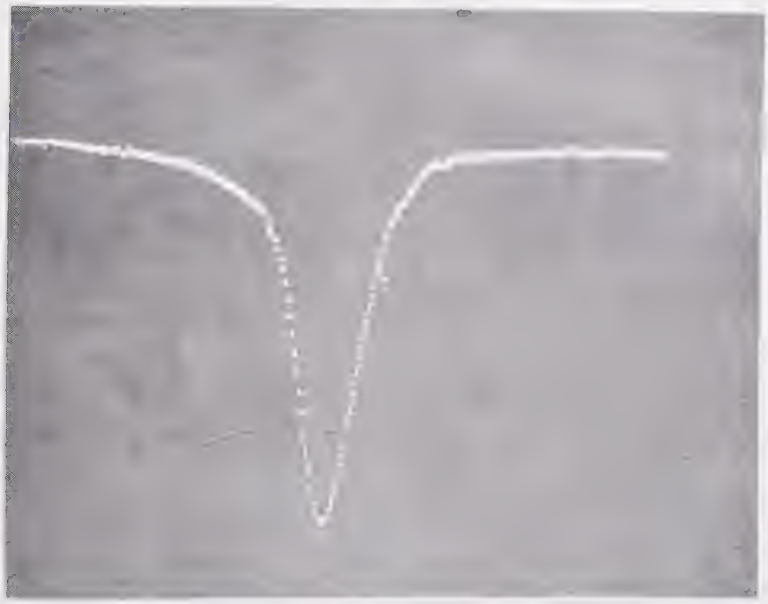
$$\theta = \frac{d_{11}^2}{\varepsilon_1 s_{11}} = 0,125 \pm 0,015 \quad .$$

On en déduit la valeur absolue de la constante piézoélectrique d_{11} :

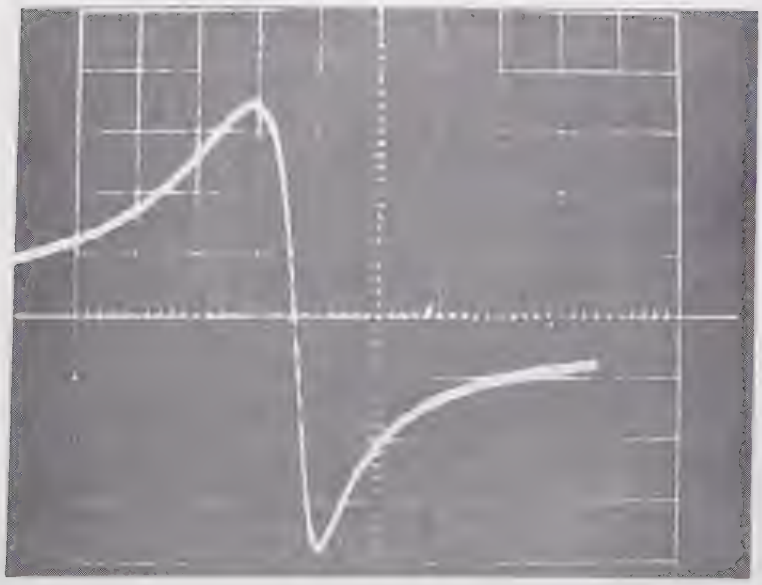
$$|d_{11}| = 3,7\times10^{-11} \text{ C N}^{-1} \quad .$$

Nous avons utilisé pour permittivité diélectrique du tellure la valeur déduite des mesures optiques de Fan et Caldwell [17] :

$$\varepsilon_1 = 2,03\times10^{-10} \text{ unité M.K.S.}$$



a) partie réelle



b) partie imaginaire

Fig. 7 : Variations de l'impédance en fonction de la fréquence

Horiz. : 4 Hz par grande division

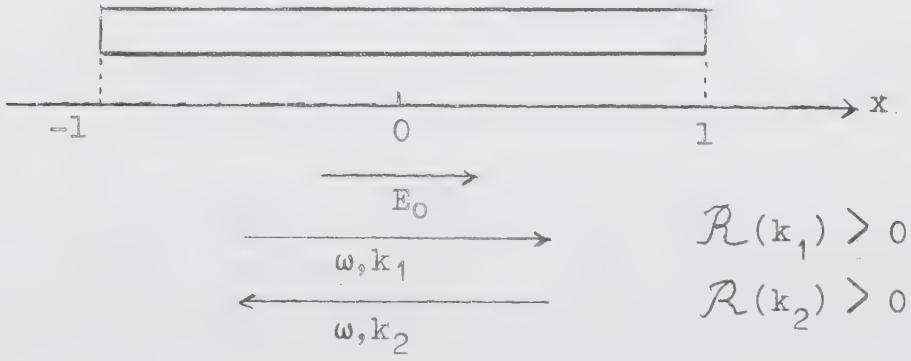
Vert. : unité arbitraire

Fréquence de résonance : 27,8 kHz

V. IMPEDANCE ELECTRIQUE D'UN BARREAU SOUMIS SIMULTANEMENT A UN CHAMP ELECTRIQUE CONTINU.

1. Calcul théorique.

Nous allons reprendre le calcul du §I, mais en supposant que l'on applique au barreau un champ électrique continu. Comme nous l'avons vu lors de l'étude de l'amplification dans l'approximation des signaux faibles, l'onde qui se propage dans le sens du champ électrique continu E_0 appliqué et l'onde qui se propage dans le sens opposé ne satisferont plus à la même équation de dispersion : le problème n'est pas symétrique. Nous désignerons par $\vec{k}_1$ le vecteur d'onde de l'onde qui se propage dans le sens du champ et par k_2 celui de l'onde qui se propage en sens opposé .



Nous supposerons comme précédemment que les extrémités du barreau sont libres :

$$T(-1) = T(+1) = 0 \quad . \tag{2.37}$$

Nous appliquerons l'approximation des ondes planes et écrirons T, D et E sous la forme :

$$T = T^{o}(t) + T_1 \exp j(\omega t - k_1 x) + T_2 \exp j(\omega t + k_2 x) \ , \qquad (2.38)$$

$$D = D_o + D^{o}(t) + D_1 \exp j(\omega t - k_1 x) + D_2 \exp j(\omega t + k_2 x) \ , \qquad (2.39)$$

$$E = E_o + E^{o}(t) + E_1 \exp j(\omega t - k_1 x) + E_2 \exp j(\omega t + k_2 x) \ . \qquad (2.40)$$

La condition d'extrémités libres (2.37) impose la relation :

$$T = T_1 \exp j\omega t \left[\exp(-jk_1 x) - \exp(-jk_1 l) + \frac{\sin k_1 l}{\sin k_2 l} \times \right.$$
$$\left. \times (\exp jk_2 x - \exp jk_2 l)\right] . \qquad (2.41)$$

On en déduit l'expression de la déformation S :

$$S = \frac{T_1 k_1^2}{\rho\omega^2} \left[\exp(-jk_1 x) - \exp(-jk_1 l) + \frac{k_2^2}{k_1^2} \frac{\sin k_1 l}{\sin k_2 l} \times \right.$$
$$\left. \times (\exp jk_2 x - \exp jk_2 l)\right] . \qquad (2.42)$$

En utilisant les équations d'état piézoélectrique (2.1) et (2.2), nous obtenons alors :

$$E^{o}(t) = \frac{sT_1}{d} \exp j\omega t \left[\exp(-jk_1 l) + \frac{\sin k_1 l}{\sin k_2 l} \exp jk_2 l\right] , \qquad (2.43)$$

$$D^{o}(t) = E^{o}(t) \left[1 - \frac{d^2}{\varepsilon s}\right] \ , \qquad (2.44)$$

$$E_i = \frac{s}{d} \left(\frac{k_i^2}{\rho\omega^2 s} - 1\right) \frac{\sin k_1 l}{\sin k_i l} T_1 \ , \qquad (2.45)$$

$$(i = 1, 2)$$

$$D_i = \varepsilon E_i \left[1 + \frac{(d^2/\varepsilon s)}{(k_i^2/\rho\omega^2 s) - 1}\right] . \qquad (2.46)$$

Il nous reste à utiliser l'équation de continuité du courant. L'expression de la densité de courant est la suivante :

$$J = \sigma E + \mu E_o \frac{\partial D}{\partial x} - \frac{\mu k_B T}{q} \frac{\partial^2 D}{\partial x^2} + \frac{\partial D}{\partial t} \quad ; \tag{2.47}$$

$$0 = \frac{\partial J}{\partial x} = \sigma \frac{\partial E}{\partial x} + \mu E_o \frac{\partial^2 D}{\partial x^2} - \frac{\mu k_B T}{q} \frac{\partial^3 D}{\partial x^3} + \frac{\partial^2 D}{\partial x \partial t} \quad .$$

Pour que cette équation soit satisfaite, il faut que les deux relations suivantes le soient :

$$0 = -jk_1 \sigma E_1 + (-\mu E_o k_1^2 - \frac{\mu k_B T}{q} jk_1^3 + k_1 \omega) D_1 \quad , \tag{2.48}$$

$$0 = jk_2 \sigma E_2 + (-\mu E_o k_2^3 + \frac{\mu k_B T}{q} jk_2^3 - k_2 \omega) D_2 \quad . \tag{2.49}$$

Il suffit de comparer les expressions (2.48), (2.49) et (2.44), (2.46) pour obtenir les équations de dispersion :

$$\frac{k_1^2}{\rho \omega^2 s} - 1 = - \frac{d^2}{\varepsilon s} \frac{1-(\mu E_o / v_\theta)-j(\omega/\omega_D)}{1-(\mu E_o / v_\theta)-j[(\omega/\omega_D)+(\omega_c/\omega)]} \quad , \tag{2.50}$$

$$\frac{k_2^2}{\rho \omega^2 s} - 1 = - \frac{d^2}{\varepsilon s} \frac{1+(\mu E_o / v_\theta)-j(\omega/\omega_D)}{1+(\mu E_o / v_\theta)-j[(\omega/\omega_D)+(\omega_c/\omega)]} \quad . \tag{2.51}$$

On peut alors évaluer aisément l'influence du champ électrique continu E_o sur les variations de l'impédance du barreau avec la fréquence :

$$Z = \frac{V_\sim}{I_\sim} = \frac{\int_{-l}^{+l} (E-E_o) \, dx}{\mathcal{A}(J-\sigma E_o)} \quad ;$$

$$Z(\omega) = \frac{2\,l}{\sigma \mathcal{A}} \frac{1}{1+j(\omega/\omega_c)(1-\theta)} \left\{1 - \frac{\theta\ \mathrm{sink}_1 l\ \mathrm{sink}_2 l}{l\ \sin[(k_1+k_2)l]} \times \right.$$

$$\left. \times \left[\frac{1}{k_1} \frac{\gamma_1 - j(\omega/\omega_D)}{\gamma_1 - j[(\omega/\omega_D)+(\omega_c/\omega)]} + \frac{1}{k_2} \frac{\gamma_2 - j(\omega/\omega_D)}{\gamma_2 - j[(\omega/\omega_D)+(\omega_c/\omega)]}\right]\right\} . \qquad (2.52)$$

Les définitions de θ, ω_c et ω_D sont les mêmes qu'au §I et l'on a posé :

$$\gamma_1 = 1-(\mu E_o/v_o) \quad , \quad \gamma_2 = 1+(\mu E_o/v_o) = 2-\gamma_1 . \qquad (2.53)$$

L'expression de l'impédance peut s'écrire sous une autre forme équivalente :

$$Z(\omega) = \frac{2\,l}{\sigma \mathcal{A}} \frac{1}{1+j\,\frac{\omega}{\omega_c}\,(1-\theta)} \left\{1 - \frac{\mathrm{sink}_1 l\ \mathrm{sink}_2 l}{l\ \sin[(k_1+k_2)l]} \times \right.$$

$$\left. \times \left[\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} - \frac{v_o^2}{\omega^2}(k_1+k_2)\right]\right\} . \qquad (2.54)$$

2. Application aux expériences de résonance électromécanique dans le tellure.

Dans les expériences que nous avons réalisées, les ordres de grandeur des fréquences ω, ω_c, ω_D, étaient, comme nous l'avons déjà vu :

$$\omega \sim 10^5 \text{ c/s} \ , \ \omega_c \sim 10^{11} \text{ c/s} \ , \ \omega_D \sim 10^9 \text{ c/s} \ , \ \omega_c/\theta\omega \sim 10^7 .$$

On a donc, quel que soit le champ électrique appliqué :

$$\gamma = 1 \pm (\mu E_o/v_o) \ll \omega_c/\theta\omega \quad \text{et} \quad \omega \ll \omega_c,\ \omega_D \ .$$

L'équation de dispersion et l'expression de l'impédance prennent alors les formes suivantes :

$$\frac{k_i^2}{\rho\omega^2 s} - 1 \sim -j\left(\theta\,\gamma_i\,\frac{\omega}{\omega_c} + \alpha_o\right) \quad , \qquad i = 1,\ 2 \quad . \qquad (2.55)$$

(Nous avons introduit ici, comme au §I, les pertes d'origines non piézoélectriques grâce au coefficient α_o).

$$\frac{Z}{R} \sim 1 - j\,\frac{\theta\ \sin k_1 l\ \sin k_2 l}{l\ \sin[(k_1+k_2)l]}\,\frac{\omega}{\omega_c}\left(\frac{\gamma_1}{k_1} + \frac{\gamma_2}{k_2}\right) \quad . \qquad (2.56)$$

Les fréquences ω_R des résonances électromécaniques sont :

$$\omega_R = \frac{v_s}{l}\,(2n+1)\,\frac{\pi}{2} \longrightarrow (k_1+k_2)l \sim (2n+1)\pi \ . \qquad (2.57)$$

On effectue, comme au §I, un développement limité au voisinage de la fréquence de résonance en prenant pour infiniment petit $[\theta\gamma_1(\omega/\omega_c)+\alpha_o]$, et l'on obtient :

$$\frac{R}{Z} = 1 + \frac{1}{(n+\frac{1}{2})^2\,\frac{\pi^2}{2} - 1 + (n+\frac{1}{2})^2\,\frac{\pi^2\omega_c\alpha_o}{2\,\theta\omega} + j(n+\frac{1}{2})^2\,\frac{\pi^2\omega_c}{2\theta\omega_R}\,\frac{\omega^2-\omega_R^2}{\omega_R^2}} \ . \qquad (2.58)$$

On remarque immédiatement que cette expression est identique à celle que l'on a obtenue en l'absence de champ électrique continu (2.22). L'effet du champ électrique continu ne peut donc intervenir que par un terme du second ordre et sera très inférieur à la précision des mesures expérimentales.

3. Application au sulfure de cadmium.

Hutson [21] a appliqué une théorie similaire au cas de minces plaquettes de sulfure de cadmium. Il a montré que, pour les harmoniques élevées de la fréquence de résonance fondamentale, l'impédance de l'échantillon peut présenter une partie réelle négative en présence d'un champ électrique continu.

White et Wang [22] ont réalisé un oscillateur de ce type en appliquant simplement un champ électrique continu à une plaquette de sulfure de cadmium très pur. Au bout d'un temps d'incubation de l'ordre de la milliseconde, les modes d'oscillation se stabilisent et on peut en dresser le spectre en analysant le courant qui traverse l'échantillon. Pour des cristaux peu conducteurs ($\sigma \sim 10^{-4}\ \Omega^{-1}\ cm^{-1}$), le spectre comprend une fréquence fondamentale très intense et peu d'harmoniques et de sous-harmoniques. Si la conductivité est plus élevée, le spectre devient très complexe. Dans l'interprétation de ce phénomène, on suppose que le gain des ondes acoustiques sur un aller-retour est positif ; dans la théorie des faibles signaux, il faut alors que le champ E_o satisfasse à la relation

$$(\mu E_o / v_o)^2 > 1+[(\omega_c/\omega)+(\omega/\omega_D)]^2 \quad . \qquad (2.59)$$

Le second membre de cette inégalité est minimum à la fréquence $\omega_M = (\omega_c \omega_D)^{1/2}$ où le gain acoustique est maximum. Ce seront donc les fréquences voisines de ω_M qui réaliseront le plus aisément la condition (2.59).

La théorie des faibles signaux ne peut cependant à elle seule expliquer les phénomènes observés : une oscillation stable suppose que le gain de l'onde sur un aller-retour est nul, donc que les effets non linéaires interviennent pour le limiter. On ne peut plus alors traiter les fréquences de résonance séparément et il faut les considérer comme les composantes de Fourier de la partie alternative du courant qui traverse l'échantillon. Leur amplitude dépend des processus non linéaires et de la "mise en paquets" des porteurs.

Maines [23] a montré récemment par des expériences similaires que, même lorsque l'écart entre la valeur du courant et sa valeur ohmique est faible (~ 10%), les fréquences qu'il contient sont beaucoup plus basses que ω_M. Ceci ne peut s'expliquer sans faire intervenir des processus non linéaires.

Chapitre III

PHENOMENES NON LINEAIRES.
INFLUENCE DU COURANT ACOUSTOELECTRIQUE.

Dans ce chapitre nous supposons toujours que les phénomènes peuvent être traités selon un modèle à une dimension. Toutes les expressions utilisées seront établies dans le cas d'un semiconducteur extrinsèque de type P où le piégeage joue un rôle négligeable.

I. COURANT ACOUSTOELECTRIQUE - RELATION DE WEINREICH.

L'effet acoustoélectrique, étudié pour la première fois par Parmenter [24], se manifeste par l'apparition d'un courant électrique continu (ou d'un champ électrique si l'échantillon est en circuit ouvert) lorsqu'une onde acoustique se propage dans un échantillon conducteur. Dans les semiconducteurs piézoélectriques, cet effet est très important [28][29] et Hutson a donné, dès 1962, une explication qualitative du comportement non ohmique de ces corps en l'attribuant à l'influence du courant acoustoélectrique [30].

1. Formule de Weinreich et théorie linéaire de White.

Nous pouvons remarquer d'abord que l'expression du courant utilisée au chapitre I n'était qu'approchée. La vitesse des porteurs n'est égale à $\mu(E_o+E_s)$ que dans un référentiel lié au réseau et l'expression du courant I doit être

établie dans un référentiel fixe. Si u_r désigne la vitesse du réseau, le courant I s'écrit :

$$I = q(p+p_s)[\mu(E_o+E_s)+u_r] - qpu_r + J_{dif} + \frac{\partial D}{\partial t}$$

$$= q\mu(p+p_s)(E_o+E_s) + qp_su_r + J_{dif} + \frac{\partial D}{\partial t}$$

$$= q\mu(p+p_s)E_o + q\mu pE_s + J_{dif} + \frac{\partial D}{\partial t} + q\mu p_sE_s - qvp_sS \quad . \quad (3.1)$$

Les deux derniers termes sont quadratiques par rapport à la déformation S, et ont été négligés dans la théorie linéaire. Si l'on fait intervenir ces termes, on obtient une équation aux dérivées partielles non linéaire que nous ne savons pas résoudre.

Nous utilisons, dans ce qui suit, les valeurs moyennes des différents termes obtenus dans l'expression (3.1). J désignera la composante continue du courant, et nous négligerons, en première approximation, les courants de diffusion et de déplacement (cf. §III.5) :

$$J = \sigma E + J_{ae} + J_{en} \quad , \qquad (3.2)$$

$$J_{ae} = \frac{1}{2} q\mu \, \mathcal{R}(p_sE_s^*) \quad ,$$

$$J_{en} = \frac{1}{2} q\mu \, \mathcal{R}(p_sS^*) \quad .$$

Le courant acoustoélectrique J_{ae} et le courant d'entraînement J_{en} se calculent aisément à partir des expressions de p_s et E_s établies au chapitre I [(1.14) et (1.15)] :

$$J_{ae} = -\mu c\beta S_{eff}^2 = -\mu \, \beta \, \frac{\Phi}{v} \quad , \qquad (3.3)$$

ici β représente le gain en puissance ($\beta = -2\alpha$) et Φ le flux acoustique.

$$\frac{J_{en}}{J_{ae}} = \frac{\varepsilon E_c}{e} = \frac{1}{K^2}\frac{eE_c}{\sigma} = \frac{1}{K^2}\frac{E_c}{E_d} \quad . \qquad (3.4)$$

D'après la première équation d'état piézoélectrique (1.3), E_d représente le champ nécessaire pour produire la déformation unité ($S = 1$). Le rapport E_c/E_d est donc très petit ($< 10^{-6}$). Pour les corps étudiés (Tableau 5), $1/K^2$ vaut au maximum 300 (cas de GaAs). Le courant d'entraînement sera donc toujours négligeable devant le courant acoustoélectrique, et nous poserons :

$$\boxed{J = \sigma E - \frac{\mu\beta\Phi}{v}} \quad . \qquad (3.5)$$

Si les ultrasons qui se propagent dans le même sens que les porteurs sont amplifiés ($\beta > 0$), le courant acoustoélectrique s'oppose au courant ohmique. Ceci explique qualitativement la saturation du courant [30]. L'étude quantitative de ce phénomène fera l'objet du paragraphe III.

2. Conservation de la quantité de mouvement.

L'expression du courant acoustoélectrique obtenue ci-dessus a été établie par Weinreich [31] en 1957 et nous allons en donner une autre démonstration. Soient des phonons qui se déplacent selon l'axe Ox ; le flux acoustique varie comme $\exp(\beta x)$. La variation par unité de temps $(\partial N/\partial t)dx$ du nombre de phonons contenus dans une tranche de section unité et d'épaisseur dx est donnée par la relation :

$$\frac{\partial N}{\partial t}\,dx = \frac{\Phi\beta}{\hbar\omega}\,dx \quad . \qquad (3.6)$$

Si P dx désigne la quantité de mouvement transportée par ces phonons, on obtient :

$$\frac{\partial P}{\partial t} dx = \frac{\hbar\omega}{v} \frac{\partial N}{\partial t} dx = \frac{\beta\Phi}{v} dx \quad . \qquad (3.7)$$

La variation de quantité de mouvement des phonons est fournie par les porteurs :

$$\frac{\partial P}{\partial t} dx = -pm^*(\partial v_e/\partial t)_{phonons} dx \quad , \qquad (3.8)$$

p représente la densité de porteurs, m* leur masse effective et v_e leur vitesse.

Nous pouvons d'autre part écrire l'équation qui détermine v_e en régime stationnaire :

$$(\partial v_e/\partial t)_{total} = (\partial v_e/\partial t)_{phonons} - (v_e/\tau) = 0 \quad , \qquad (3.9)$$

τ désigne le temps de relaxation des porteurs.

Des relations (3.7), (3.8) et (3.9) nous déduisons l'expression de la vitesse v_e des porteurs :

$$v_e = - \frac{\tau\beta\Phi}{pm^*v} \qquad (3.10)$$

et celle du courant acoustoélectrique J_{ae} :

$$J_{ae} = qpv_e = - \frac{q\tau}{m^*} \frac{\beta\Phi}{v}$$

$$= -\mu\beta W = \mu\beta \frac{\Phi}{v} \quad . \qquad (3.11)$$

Si le flux acoustique est formé de phonons de fréquences différentes, cette démonstration montre que les composantes $J_{ae}(\omega)$ sont additives.

La formule de Weinreich et ses conditions d'application dans le cas étudié ici ont été discutées par différents auteurs [5,29,32,33,34,35]. Cette formule est applicable lorsque le piégeage peut être négligé (cas du tellure par exemple).

II. ETABLISSEMENT DU REGIME STATIONNAIRE DANS UN ECHANTILLON HOMOGENE.

Nous allons montrer qu'un échantillon alimenté à courant constant atteint un régime stationnaire. Nous ne ferons ici aucune hypothèse sur la valeur du coefficient d'amplification β. Le flux acoustique $\Phi(x,t+dt)$ est dû à des phonons qui se trouvaient à l'instant t à l'abscisse x-vdt :

$$\Phi(x,t+dt) = \Phi(x-v\,dt,t)\,\exp \beta v\,dt) \simeq \Phi(x-vdt,t)\,[1+\beta vdt]\ ; \tag{3.12}$$

$$v\,\frac{\partial\Phi}{\partial x} + \frac{\partial\Phi}{\partial t} = v\beta\Phi \quad . \tag{3.13}$$

Cette expression se simplifie si l'on utilise le référentiel (X,T) qui se déplace à la vitesse de l'onde acoustique :

$$\left|\begin{array}{l} X = x-vt \\ T = t \end{array}\right. \tag{3.14}$$

$$\frac{\partial\Phi}{\partial T} = v\beta\Phi \quad . \tag{3.15}$$

Cette expression est valable dans tous les cas.

Le coefficient d'amplification dépend du flux acoustique et du courant. Si l'échantillon est maintenu à tension constante, la condition imposée porte sur la valeur de l'intégrale du champ électrique sur la longueur de l'échantillon. Nous ne savons pas résoudre le problème dans ce cas.

Si le courant est maintenu constant, la relation (3.15) s'intègre facilement :

$$\boxed{f(\Phi) = T + g(X)} \quad . \qquad (3.16)$$

Conditions aux limites.

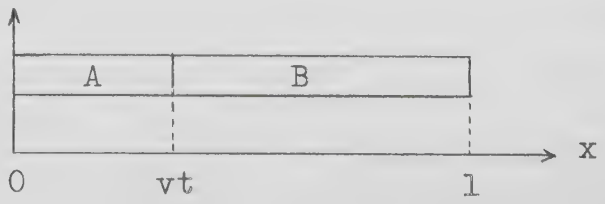
L'échantillon a une longueur l et nous négligeons la réflexion des ondes acoustiques en x = l. Nous avons vu au chapitre I que seules les ondes acoustiques qui se propagent dans le même sens que les porteurs peuvent être amplifiées. Si les porteurs se déplacent de x = 0 à x = l, nous pouvons supposer que le flux acoustique $\Phi(0,t)$ est constant :

$$\Phi(0,t) = \Phi_0 \quad . \qquad (3.17)$$

t = 0 désignera l'instant où le courant est appliqué à l'échantillon et nous supposerons que la densité d'énergie acoustique W_0 est homogène :

$$\Phi(x,0) = \Phi_0 = \frac{1}{v} W_0 \quad . \qquad (3.18)$$

A chaque instant t nous pouvons diviser l'échantillon en deux régions A et B.



- Région A : $x \ll vt$, $X \ll 0$.

$$\Phi(-vT,T) = \Phi(0,t) = \Phi_o \quad . \tag{3.19}$$

En reportant ceci dans la relation générale (3.16) nous obtenons successivement :

$$f(\Phi_o) = T + g(-vT) \quad . \tag{3.20}$$

Nous pouvons remplacer $-vT$ par X :

$$f(\Phi_o) = -\frac{X}{v} + g(X) \quad , \tag{3.21}$$

$$\boxed{f(\Phi) - f(\Phi_o) = T + \frac{X}{v} = \frac{x}{v}} \quad . \tag{3.22}$$

- Région B : $vt < x \ll 1$, $X > 0$.

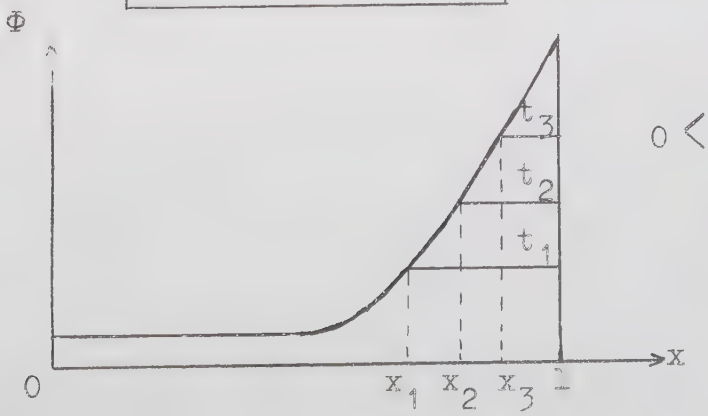
On déduit de la relation (3.21) :

$$\Phi(X,0) = \Phi_o \quad ,$$

$$f(\Phi_o) = g(X) = C^{te} \quad .$$

Le flux acoustique est uniforme dans cette région :

$$\boxed{f(\Phi) - f(\Phi_o) = t} \quad . \tag{3.23}$$



$$0 < t_1 < t_2 < t_3 < \frac{1}{v}$$

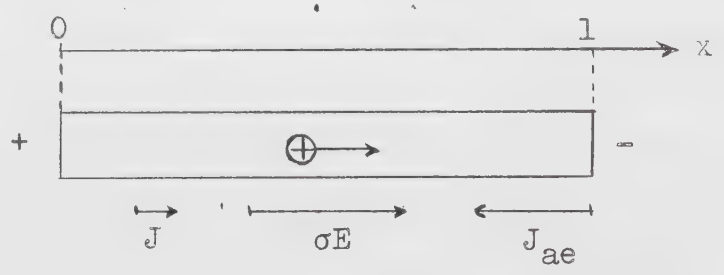
$$x_i = v_i t_i$$

Avec les conditions aux limites que nous avons utilisées, la solution obtenue pour $t = 1/v$ reste stationnaire ensuite. La relation (3.22) détermine alors la répartition du flux acoustique en tous les points de l'échantillon.

III. ETUDE DU REGIME STATIONNAIRE DANS UN ECHANTILLON HOMOGENE [11].

1. Répartition du champ électrique ; saturation du courant.

Avec les mêmes hypothèses que précédemment nous avons représenté ci-dessous le sens de déplacement des porteurs, le sens du courant total J et de ses deux composantes σE et J_{ae} .



Pour simplifier l'écriture, nous adopterons les notations suivantes :

$$
\begin{aligned}
&\text{densité de courant critique} \quad J_c = \sigma E_c \ ; \\
&\text{longueur caractéristique} \quad \Lambda = \varepsilon c v / e^2 \omega_c \simeq v/K^2\omega_c \ ; \\
&y = -\gamma = (E-E_c)/E_c \ ; \\
&r = (J-J_c)/J_c \ ; \\
&a = (\omega_c/\omega)+(\omega/\omega_D) \ .
\end{aligned}
\qquad (3.24)
$$

Référence	A	B	C	D	E
Corps	CdS			Ga As	Te
Orientation	⊥ c			110	X
Température	300 ° K			77 ° K	77 ° K
Vitesse de son v cm/s	$1,75.10^{5}$			$3,35.10^{5}$	$2,41.10^{5}$
Coefficient de rigidité c N/m^2	$0,15.10^{11}$			$0,594.10^{11}$	$0,36.10^{11}$
Coefficient piézoélectrique e C/m^2	0,21			0,15	0,86
$\frac{e^2}{\varepsilon c}$	$3,6.10^{-2}$			$3,4.10^{-3}$	0,1
Mobilité μ $cm^2/V.s.$	250			4000	5000
Champ critique Ec V/cm	700			84	48
Fréquence de diffusion ω_D s^{-1}	$4,9.10^{9}$			$4,5.10^{9}$	$1,8.10^{9}$
Conductivité σ Ω^{-1} cm^{-1}	3.10^{-5}	10^{-3}	0,1	5	1
Fréquence de relaxation diélectrique ω_c s^{-1}	$3,75.10^{7}$	$1,25.10^{9}$	$1,25.10^{11}$	$4,5.10^{12}$	$4,9.10^{11}$
$\omega_M = \sqrt{\omega_c \omega_D}$ s^{-1}	$4,3.10^{8}$	$2,5.10^{9}$	$2,5.10^{10}$	$1,4.10^{11}$	3.10^{10}
Longueur Debye L_D cm	$4,1.10^{-4}$	7.10^{-5}	7.10^{-6}	$2,4.10^{-6}$	8.10^{-6}
$a^2 = 4 \frac{\omega c}{\omega_D}$	0,031	1,02	102	4.10^{3}	$1,1.10^{3}$
Longueur caracteristique Λ	0,13 cm	$3,9.10^{-3}$ cm	$3,9.10^{-5}$ cm	$2,2.10^{-5}$ cm	$4,9.10^{-6}$ cm
ε	2.10^{-7} à 3.10^{-9}	$1,07.10^{-6}$ à $1,7.10^{-8}$	$1,07.10^{-5}$ à $1,7.10^{-7}$	$0,8.10^{-5}$ à $1,3.10^{-7}$	$0,4.10^{-4}$ à $6;10^{-7}$

Tableau 5

[Les valeurs numériques des différents paramètres sont données dans le tableau 5 pour trois des principaux semiconducteurs piézoélectriques utilisés (CdS, GaAs et Te)].

Les expressions du courant continu total J et du coefficient d'amplification β prennent alors la forme suivante :

$$J = \sigma E - \frac{\mu\beta\Phi_o}{v} \exp \int_o^x \beta(z)\, dz \quad ;$$

$$\beta = \frac{1}{\Lambda} \frac{y}{y^2+a^2} \qquad (3.25)$$

$$r = y - \frac{\mu\beta\Phi_o}{vJ_c} \exp \int_o^x \beta(z)\, dz \quad . \qquad (3.26)$$

Les indices o et 1 affecteront les valeurs des différents paramètres en x = 0 et x = 1.

Nous supposons que le flux acoustique est formé du bruit thermique amplifié ; Φ_o désignera la partie du flux acoustique contenue dans les modes "bien" amplifiés. La définition de ces modes modes est délicate. Nous limiterons la fréquence ω à la gamme (ω_1, ω_2) telle que

$$\beta(\omega_1) = \beta(\omega_2) = 0{,}9\ \beta(\omega_M) \quad .$$

Nous limiterons l'angle solide dans lequel doivent être contenus les modes "bien"amplifiés à ΔΩ autour de l'axe x :

$$\Phi_o = \frac{v(k_B T)^4}{h^3} \int \frac{d\Omega}{v^3} \int_{\hbar\omega_1/k_B T}^{\hbar\omega_2/k_B T} \frac{x^3}{\exp(x)-1}\, dx \quad . \qquad (3.27)$$

Dans tous les échantillons étudiés (CdS, GaAs, Te, à des températures comprises entre 77°K et 300°K),

$$\hbar\omega_M \ll k_B T \qquad (3.28)$$

$$\Phi_o = \frac{k_B T}{(2\pi)^3} \frac{\Delta\Omega}{3v^2} (\omega_2^3 - \omega_1^3) \simeq \frac{2}{3} \left(\frac{\omega_M}{2\pi v}\right)^3 v\, k_B T\, \Delta\Omega \quad ,$$

$$\Phi_o = \frac{2}{3} \frac{v k_B T}{\lambda_M^3} \Delta\Omega \quad .$$

Pour calculer les variables qui dépendent de Φ_o, nous avons supposé que l'angle d'ouverture du cône $\Delta\Omega$ était compris entre 5° et 40° (Tableau 5).

Nous avons remarqué au §I que les courants acousto-électriques qui correspondent à des ondes de fréquences différentes s'ajoutent. Les fréquences contenues dans l'intervalle (ω_1, ω_2) sont toutes voisines de ω_M et nous les assimilerons à ω_M.

Nous pouvons calculer l'expression de y_o en fonction du flux Φ_o :

$$y_o = r + \frac{\mu \Phi_o}{v J_c} \beta_o \quad .$$

L'hypothèse

$$y_o^2 \ll a^2 \qquad (3.29)$$

est satisfaite pour tous les échantillons sauf le plus résistant A (Tableau 5) et la relation (3.29) se simplifie alors :

$$y_o = \frac{r}{1-\varepsilon'}$$

où

$$\varepsilon' = \frac{\mu\Phi_o}{J_c v \Lambda a^2} = \frac{v\Phi_o}{\varepsilon E_c^2} \frac{K^2}{a^2} \quad ;$$

$$a^2(\omega_M) = 4(\omega_c/\omega_D) \ ,$$

$$\varepsilon' = \frac{1}{4} \frac{K^2\Phi_o}{pvk_BT} = \frac{K^2}{6p\lambda_M^3} \Delta\Omega \quad . \tag{3.30}$$

Les valeurs de ε' sont données dans le tableau 5. On a toujours :

$$\varepsilon' \ll 1 \ ,$$

$$y_o \simeq r\ (1+\varepsilon') \quad . \tag{3.31}$$

Nous montrerons que la répartition du champ électrique dans l'échantillon et sa caractéristique courant-tension ne dépendent que du logarithme de Φ_o . Seul l'ordre de grandeur de Φ_o est important et les hypothèses utilisées ci-dessus sont donc justifiées.

Il suffit d'utiliser la condition de continuité du courant

$$\text{div } \vec{J} = 0 \tag{3.32}$$

pour obtenir successivement :

$$\text{div } \vec{J} = 0 = \frac{dr}{dx} = \frac{dy}{dx} - \frac{\mu\Phi_o}{vJ_c} \left(\frac{d\beta}{dx} + \beta^2\right) \exp \int_o^x \beta(z)\, dz \quad ;$$

$$\Lambda\, d\beta = \frac{a^2-y^2}{(a^2+y^2)^2}\, dy \quad ; \qquad r = y - \frac{\beta\, dy}{\beta^2 dx + d\beta} \quad ;$$

$$\boxed{\frac{dx}{\Lambda\, dy} = 1 - \frac{a^2}{y^2} + \frac{y^2+a^2}{y(y-r)}} \quad . \tag{3.33}$$

On obtient par intégration :

$$\frac{x}{\Lambda} = 2(y-y_o) + \frac{a^2}{y} - \frac{a^2}{y_o} - \frac{a^2}{r} \operatorname{Log} \frac{y}{y_o} + \frac{a^2+r^2}{r} \operatorname{Log} \frac{y-r}{y_o-r} \quad , \quad (3.34)$$

Cette relation se simplifie si l'on utilise (3.31) :

$$\boxed{\frac{x}{\Lambda} \simeq 2(y-r) + \frac{a^2}{y} - \frac{a^2}{r} - \frac{a^2}{r} \operatorname{Log} \frac{y}{r(1+\varepsilon')} + \frac{a^2+r^2}{r} \operatorname{Log} \frac{y-r}{\varepsilon' r}} \qquad (3.35)$$

Pour une valeur donnée du courant J (donc de r), cette formule nous permet de déterminer la répartition du champ électrique dans l'échantillon.

Nous pouvons calculer la différence de potentiel V appliquée à l'échantillon :

$$V = \int_o^l E(x)\, dx = E_c \int_o^l (y+1)\, dx = l\, E_c + E_c \int_o^l y\, dx$$

$$\boxed{\frac{V-lE_c}{lE_c} \simeq r + \frac{\Lambda}{l} (y_1^2+a^2) \left(1 - \frac{r}{y_1}\right)} \qquad (3.36)$$

Dans cette expression, le premier terme r correspond à la loi d'Ohm.

Le flux acoustique s'exprime simplement en fonction du paramètre y [25,26] :

$$\frac{\Phi}{\Psi} = \frac{(y-r)(y^2+a^2)}{y} \quad \text{où} \quad \boxed{\Psi = \frac{\Lambda J_c v}{\mu} = \frac{\varepsilon E_c^2 v}{K^2}} \quad . \qquad (3.37)$$

2. Cas d'un échantillon isolant (Echantillon A, Taleau 5, Longueur l = 1 cm).

Pour cet échantillon, le paramètre a est petit et nous devrons remplacer ε' par ε", car, dans ce cas, il faut utiliser l'expression exacte de gain même en x = 0 :

$$\varepsilon'' = \frac{\varepsilon'}{1+(r^2/a^2)} \quad .$$

Nous avons calculé la répartition du champ électrique pour différentes valeurs du courant J (Fig.8a) et tracé la caractéristique courant-tension (Fig.8b) de cet échantillon. L'écart à la loi d'Ohm est faible pour cet échantillon. Cet écart atteint sa valeur maximum pour

$$r \simeq a \quad ;$$

il lui correspond une répartition du champ électrique assez fortement inhomogène. La condition y = a qui est alors presque satisfaite n'est autre que la condition de gain maximum établie au chapitre I.

Nous pouvons établir la condition que doit satisfaire un échantillon pour que l'écart à la loi d'Ohm soit négligeable. Le champ électrique atteint sa valeur maximum en x = l. Il suffit que

$$y_l = r(1+\eta) \quad , \quad \eta \ll 1 \quad . \qquad (3.37)$$

D'autre part, on a toujours :

$$y_o = r(1+\varepsilon'') \quad , \quad \varepsilon'' \ll 1 \quad .$$

Ces deux conditions permettent de simplifier la relation (3.25) établie plus haut :

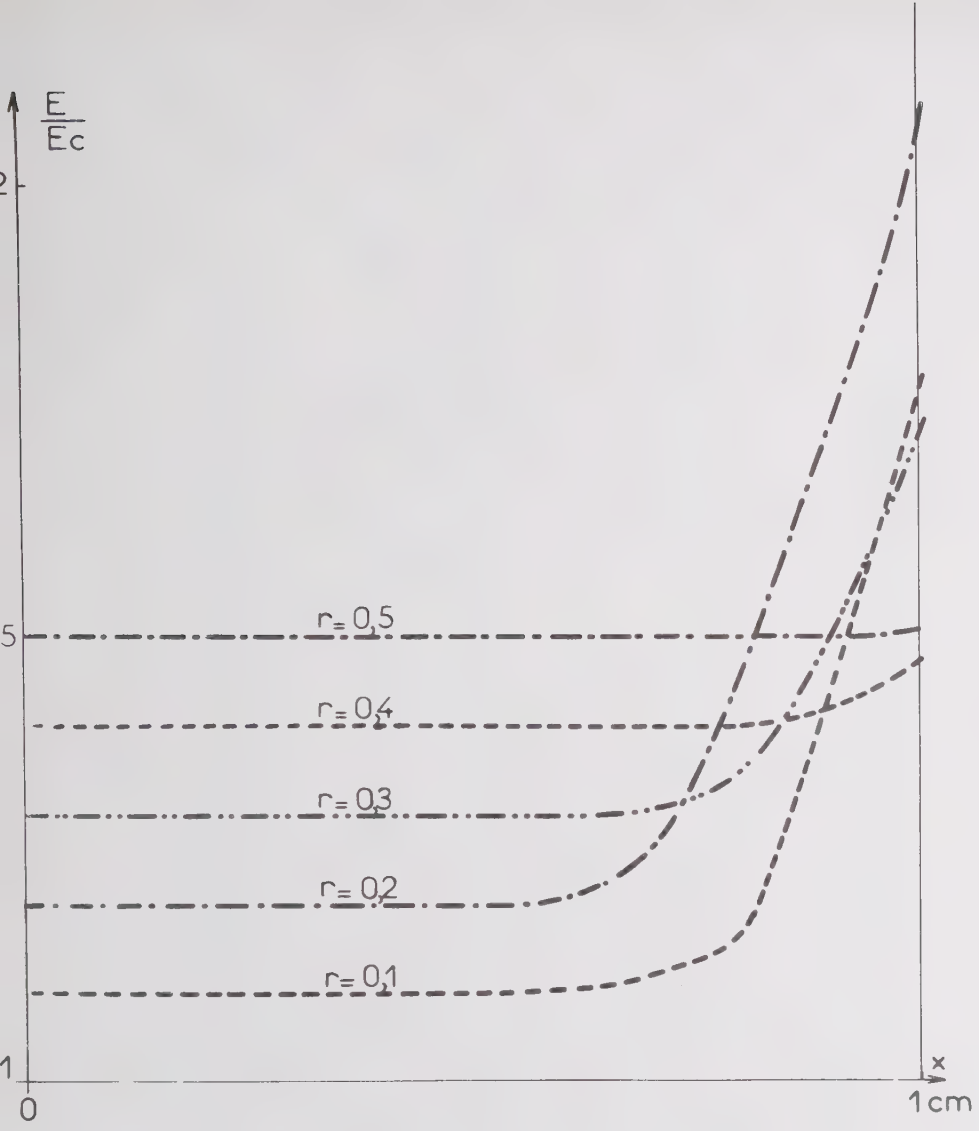


Fig 8a Répartition du champ électrique (échantillon A ; $\varepsilon' = 2.10^{-7}$)

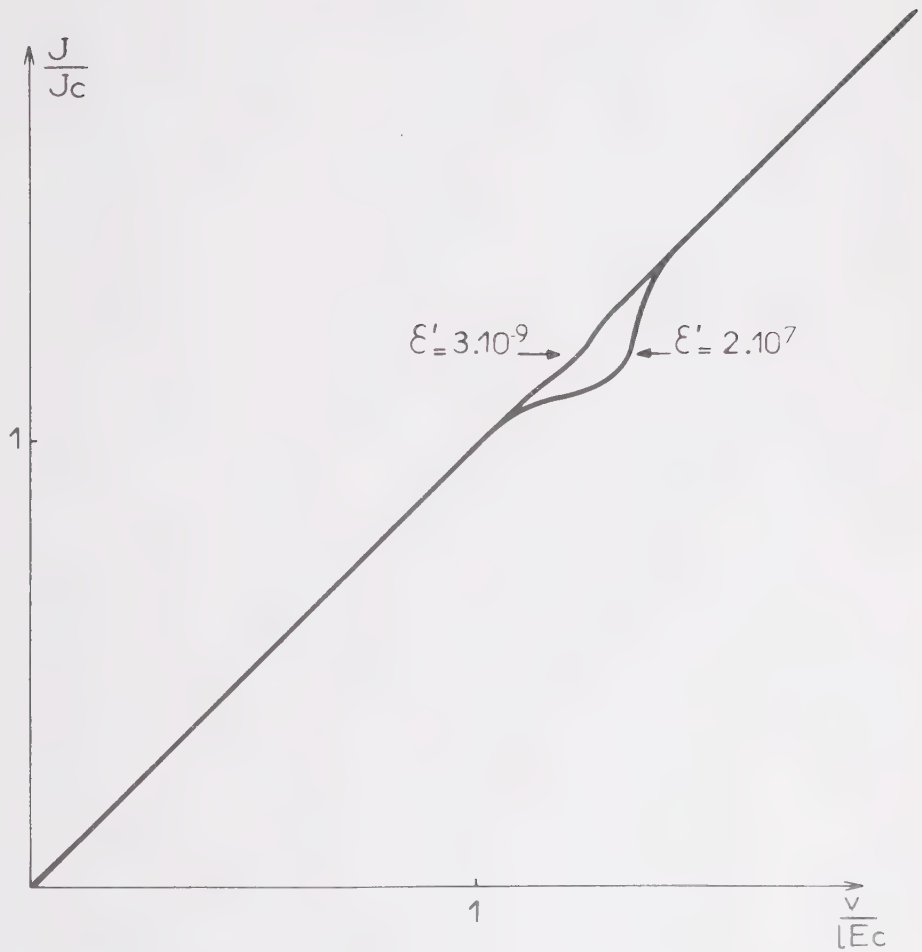


Fig 8 b Caractéristique courant tension (échantillon A)

$$\frac{1}{\Lambda} \simeq \frac{a^2+r^2}{r} \left[2(\eta-\varepsilon'') + \text{Log}\,\frac{\eta}{\varepsilon''}\right] \simeq \frac{a^2+r^2}{r}\,\text{Log}\,\frac{\eta}{\varepsilon''} \quad ;$$

$$\eta = \varepsilon''\,\exp\frac{r}{a^2+r^2}\,\frac{1}{\Lambda} \quad .$$

La valeur maximum de η, donc l'écart maximum par rapport au comportement ohmique est obtenue pour $r = a$. Pour satisfaire à la condition (3.37), il est donc suffisant de vérifier :

$$\frac{1}{2}\,\varepsilon'\,\exp\frac{l}{2\Lambda a} = \frac{1}{2}\,\varepsilon'\,\exp\frac{K^2 l \omega_M}{4v} \ll 1 \quad . \qquad (3.38)$$

Cette condition est réalisée, par exemple, dans un échantillon de sulfure de cadmium de longueur 1 cm et de résistivité supérieure à 10^5 Ω×cm ou dans les plaquettes minces utilisées par Maines [23].

3. Cas des échantillons conducteurs (B,C,D,E ; longueur 1 cm).

Dans ce cas, on peut supposer, si la tension appliquée est supérieure à celle qui correspond au coude de la caractéristique courant-tension,

$$r^2 \ll a^2,\ y_1^2 \quad ,$$

et les relations (3.35) et (3.36) peuvent être remplacées par :

$$r = \left[\frac{V-lE_c}{lE_c} - \frac{\Lambda}{l}\,(y_1^2+a^2)\right] = \frac{a^2\,(\text{Log}\,\varepsilon'+1)}{2y_1 - \frac{l}{\Lambda}} \quad . \qquad (3.39)$$

La caractéristique J(V) et la répartition du champ électrique sont représentées sur les figures 9a et 9b dans le cas de l'échantillon B.

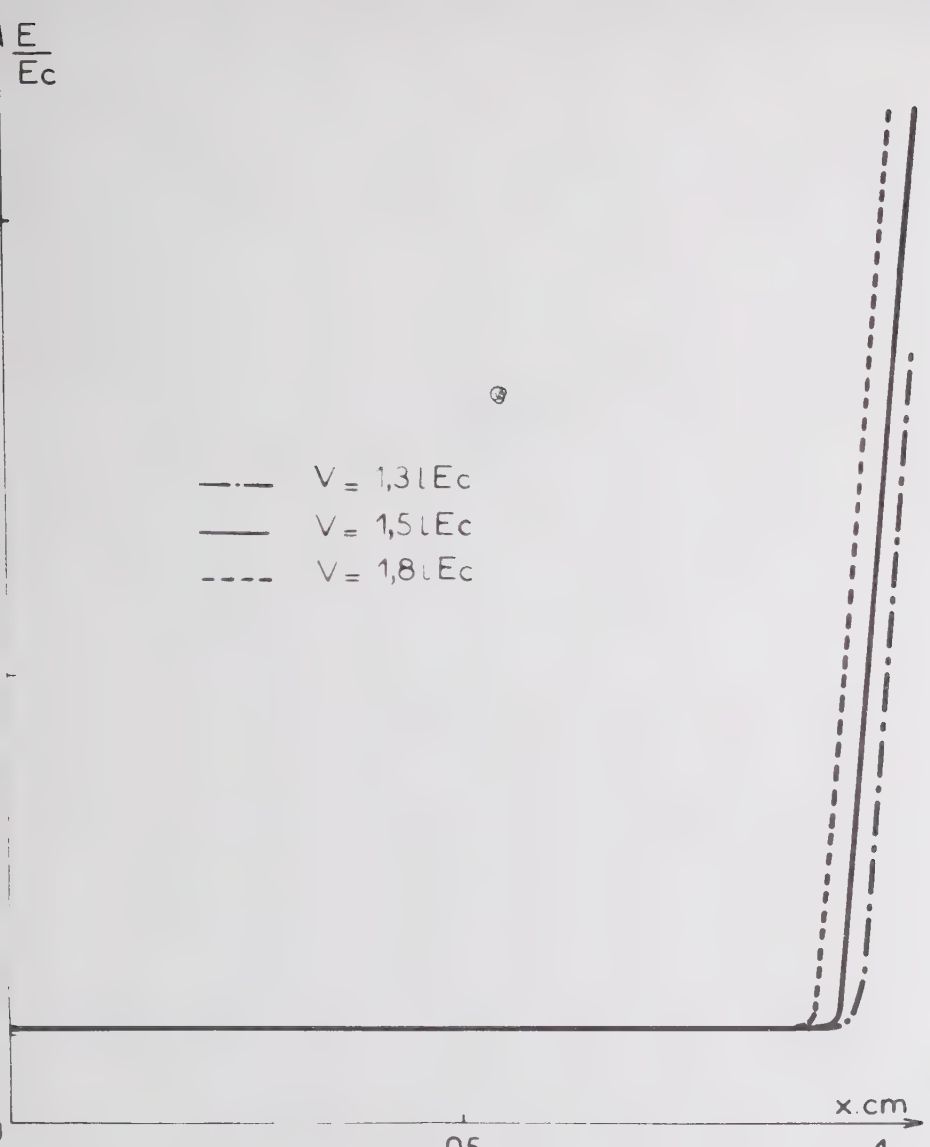


Fig 9a

Répartition du champ électrique
(Echantillon B)

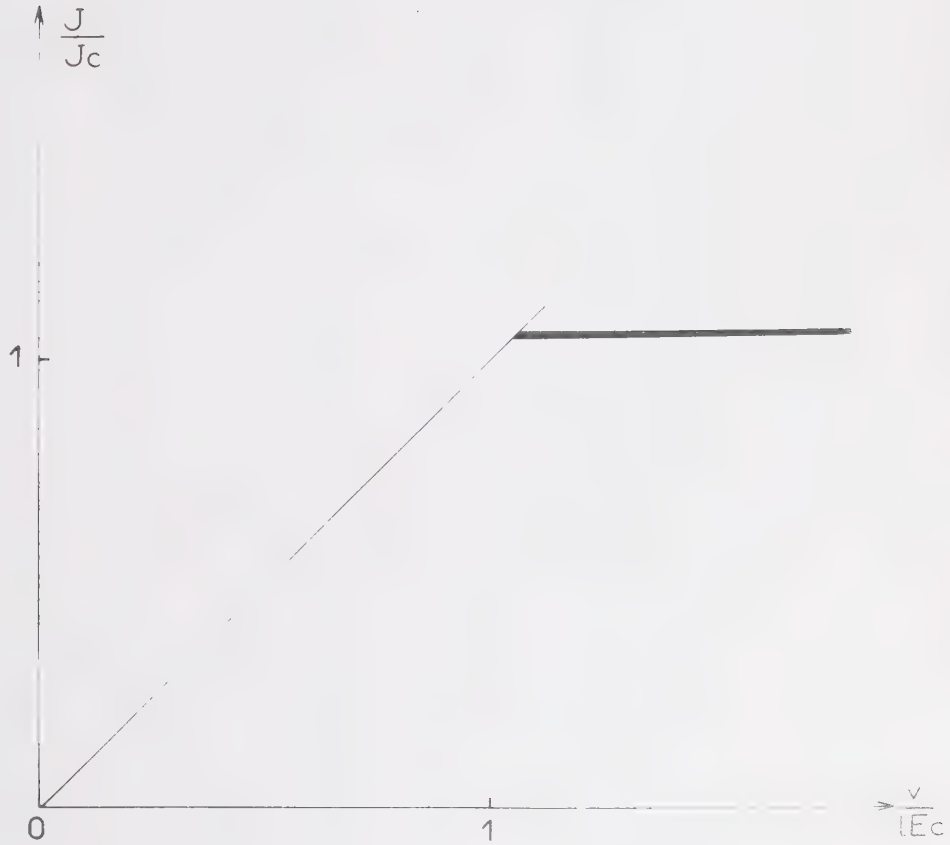


Fig 9b

Caractéristique courant tension
(Echantillon B)

La caractéristique courant-tension présente une saturation franche. La répartition du champ électrique est très inhomogène : on peut distinguer dans l'échantillon trois régions :

- Une région quasi-ohmique ($y \simeq r$) qui occupe la majeure partie de l'échantillon. Dans cette région, le flux acoustique augmente exponentiellement.

- Un domaine de fort champ électrique situé à l'extrémité vers laquelle se dirigent les porteurs. Le champ électrique y varie linéairement en fonction de la distance à cette extrémité :

$$\frac{E(x) - E(l)}{E_c} \simeq \frac{x - l}{2\,\Lambda} \quad .$$

Ceci se déduit simplement de l'équation différentielle (3.33) lorsqu'on suppose

$$y^2 \gg a^2,\ r^2 \quad .$$

Dans cette région, le flux acoustique est une fonction parabolique de l'abscisse :

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} \simeq \frac{1}{2\Lambda^2}\,\Psi \quad .$$

- Une région de transition peu étendue.

Les valeurs de r, de la pente $tg\delta = V_c \frac{dr}{dV}$ du palier de saturation, de y_l et de la largeur Δl du domaine de champ électrique élevé sont données dans le tableau 6.

Référence de l'échantillon	$\frac{V-lE_c}{lE_c}$	r	tg δ	y_1	Δl
B	0,5	0,055 à 0,073	0,093	10,52±0,1	(0,082±0,001)cm
C	0,5	0,042 à 0,058	0,009	106,9±1	0,008 cm
D	2	0,95 à 1,32	0,005 à 0,006	164 à 209	(0,008±0,001)cm
E	0,5	0,049 à 0,072	0,003	297±4	0,003 cm

Tableau 6

La pente du palier de saturation et la largeur du domaine sont des fonctions décroissantes de la conductivité ; la valeur maximum du champ électrique dans l'échantillon est une fonction croissante de la conductivité.

Les ordres de grandeur obtenus ici sont en bon accord avec les résultats expérimentaux pour les échantillons les moins conducteurs [38][47]. Dans le cas des échantillons de forte conductivité, ce calcul prévoit un champ maximum plus élevé et une largeur de domaine plus faible que ce que l'on observe expérimentalement. Nous discuterons les raisons de ce désaccord au §V.

Dans l'annexe 2 nous comparons les résultats obtenus à l'aide du calcul du §III.1 à la répartition de champ électrique mesurée par Mac Fee et Tien [38] sur un échantillon de CdS photoconducteur.

On peut remarquer dans le tableau 6 que la valeur de ε' choisie a peu d'influence sur le résultat obtenu. Pour les valeurs extrêmes de ε' utilisées, on obtient des valeurs du champ maximum et du courant qui diffèrent de moins de 3% pour les échantillons B, C et E. Dans le cas de l'échantillon D (GaAs), l'écart atteint 25%.

4. Remarque : conditions d'utilisation de la formule simplifiée du gain.

Nous allons montrer qu'il est nécessaire d'utiliser la formule exacte du gain donnée par White pour expliquer le comportement non ohmique des échantillons.

Si l'on utilise la formule approchée valable lorsque $y^2 \ll a^2$,

$$\beta \sim y/\Lambda a^2 \quad , \qquad (3.25')$$

l'équation du courant total s'écrit simplement :

$$r = y\left(1 - \frac{\Phi}{\Phi_1}\right) \quad , \quad \Phi_1 = a^2\Psi \quad . \qquad (3.37')$$

On remarque que y et, par conséquent, le champ électrique E divergent si $\Phi = \Phi_1$. Les équations (3.35) et (3.36) prennent la forme simplifiée :

$$\frac{x}{\Lambda a^2} = \frac{1}{y} - \frac{1}{y_o} + \frac{1}{r}\,\mathrm{Log}\left(\frac{y-r}{y_o-r}\,\frac{y_o}{y}\right) \quad , \qquad (3.35')$$

$$\frac{V-lE_c}{lE_c} = r\left[1 - \frac{\Lambda a^2}{l}\left(\frac{1}{y_1} - \frac{1}{y_o}\right)\right] \quad . \qquad (3.36')$$

On en déduit que l'écart à la loi d'Ohm est inférieur à $\frac{\Lambda a^2}{l}$ et que la valeur critique du flux acoustique ($\Phi = \Phi_1$) est atteinte pour une tension V' :

$$\frac{V'}{lE_c} = 1 + \frac{\Lambda a^2}{l} \text{ Log } \frac{1}{\varepsilon'} \quad .$$

On obtient pour des échantillons de longueur 1 cm :

Echantillon	A	B	C	D	E
Ecart à la loi d'Ohm	$< 4\times10^{-3}$	$< 4\times10^{-3}$	$< 4\times10^{-3}$	$< 9\times10^{-2}$	$< 5\times10^{-3}$
V'/lE_c	1,06 à 1,08	1,05 à 1,07	1,05 à 1,06	2,03 à 2,40	1,05 à 1,07

Pour les échantillons A,B,C et E, cette approximation cesse donc d'être valable pour des tensions V' très voisines de la tension critique lE_c. Dans ce cas de l'échantillon D qui est faiblement piézoélectrique, elle est encore valable pour des tensions nettement supérieures à lE_c.

Dans tous les cas où cette approximation s'applique, l'écart à la loi d'Ohm est très faible. Nous avons remarqué dans les paragraphes précédents que la valeur du courant J_K pour laquelle se produit le coude de la caractéristique courant-tension est légèrement supérieure à J_c. L'utilisation de la formule simplifiée du gain ne permet d'étudier les phénomènes que dans l'intervalle (J_c, J_K) où les phénomènes non linéaires sont peu importants.

Many et Balberg [36] utilisent la formule approchée du gain (3.25') pour étudier la formation des domaines de champ électrique intense. Leur calcul prévoit bien une divergence du champ électrique ; pour l'éviter, ils supposent que le domaine conserve toujours une longueur constante et que le champ y est homogène. Prohofsky [37], dans l'étude de

la saturation du gain acoustique, utilise une formule analogue et obtient une expression du coefficient d'amplification qui comporte au dénominateur $[1-(\Phi/\Phi_1)]$ et diverge donc pour $\Phi = \Phi_1$.

Dans les deux cas que nous venons de citer, la divergence obtenue est simplement due, comme nous l'avons vu plus haut, à l'utilisation de la formule simplifiée (3.25') ; elle disparaît dès que l'on utilise l'expression exacte du gain.

4. Influence de la diffusion.

Lorsque la répartition du champ électrique dans l'échantillon est inhomogène, la composante continue de la charge d'espace n'est pas nulle. Nous supposons ici que le courant de diffusion est dû à la variation de cette charge d'espace et nous négligeons divers phénomènes (intervention de niveaux profonds, transitions bande à bande) qui peuvent se produire sous l'influence de champs électriques aussi élevés que ceux observés dans les domaines :

$$J_{dif} = -\mu k_B T \frac{dp}{dx} = \frac{-\mu k_B T}{q} \frac{d^2D}{dx^2} = -\frac{\mu k_B T \varepsilon}{q} (1+K^2) \frac{d^2E}{dx^2}$$

$$\simeq -\frac{\mu k_B T \varepsilon}{q} \frac{d^2E}{dx^2} \quad ; \qquad (3.40)$$

$$J_{tot} = \sigma \left(E - \frac{v^2}{\omega_c \omega_D} \frac{d^2E}{dx^2}\right) + J_{ae} = \sigma \left(E - L_D^2 \frac{d^2E}{dx^2}\right) + J_{ae} \ . \qquad (3.41)$$

La diffusion jouera un rôle important si

$$\left| \sigma L_D^2 \frac{d^2E}{dx^2} \right| \gtrsim |J_{ae}| \ ; \qquad (3.42)$$

$$J_{ae} \simeq J - \sigma E \simeq (r+1)J_c - J_c(y+1) = (r-y)J_c \quad ,$$

$$\sigma E = (y+1)J_c \quad ,$$

$$\frac{J_{dif}}{J_{ae}} = \frac{(y+1)}{(y-r)} \frac{J_{dif}}{\sigma E} = \frac{ry^3(y^2+3a^2y-2ra^2)}{(2y^3-ry^2+ra^2)^3} \left(\frac{L_D}{\Lambda}\right)^2 . \qquad (3.43)$$

Les valeurs de ce terme ont été calculées numériquement pour les cinq échantillons étudiés et leur ordre de grandeur est donné dans le tableau 7.

Echantillon	Région quasi-ohmique	Région de transition	Domaine de champ élevé
A	$< 10^{-4}$	$< 10^{-4}$	$< 10^{-6}$
B	$< 2\times10^{-6}$	$< 4\times10^{-4}$	$< 2\times10^{-7}$
C	$< 2\times10^{-8}$	$< 2\times10^{-3}$	$< 10^{-8}$
D	$< 2\times10^{-9}$	$< 10^{-5}$	$< 5\times10^{-9}$
E	$< 2\times10^{-8}$	$< 3.10^{-2}$	$< 2\times10^{-8}$

Tableau 7 - Valeurs de (J_{dif}/J_{ae})

C'est dans la région de transition que ce terme prend les valeurs les plus importantes, mais il reste toujours négligeable.

6. Influence des pertes linéaires.

Dans certains semiconducteurs piézoélectriques (GaAs par exemple), l'atténuation des ultrasons par les processus non-piézoélectriques est du même ordre de grandeur que l'atténuation due au couplage piézoélectrique. Nous nous limiterons ici à des pertes linéaires (indépendantes du flux acoustique). Dans les semiconducteurs piézoélectriques étudiés (CdS, ZnO, GaAs, ...) [39], le coefficient d'atténuation $\xi(\omega)$ correspondant varie comme ω^n ($1 < n < 2$).

La première influence de ces pertes sera de déplacer la fréquence ω_M' où le gain effectif $(\beta-\xi)$ est maximum vers les basses fréquences [40]. Nous allons reprendre le calcul de la caractéristique courant-tension et de la répartition du champ électrique en tenant compte de ces pertes. Les notations seront les mêmes qu'au §III.1 :

$$\xi(\omega_M') = \xi \quad , \quad a(\omega_M') = a \quad . \tag{3.43}$$

Il y a deux valeurs caractéristiques du champ électrique pour lesquelles le gain d'origine piézoélectrique compense exactement les pertes linéaires ; les valeurs correspondantes y_1 et y_2 du paramètre y sont solutions de l'équation

$$\beta = \frac{1}{\Lambda} \frac{y}{y^2+a^2} = \xi \quad :$$

$$\left| \begin{array}{l} y_1 = \dfrac{1}{2\gamma\Lambda} \left(1 - \sqrt{1-4a^2\xi^2\Lambda^2}\right) \\ \\ y_2 = \dfrac{1}{2\gamma\Lambda} \left(1 + \sqrt{1+4a^2\xi^2\Lambda^2}\right) \end{array} \right. \tag{3.44}$$

$$y_1 y_2 = a^2 \quad . \tag{3.45}$$

En tenant compte de ces pertes, le courant total s'écrit :

$$J = \sigma E - \mu\beta \frac{\Phi_o}{v} \exp \int_o^x [\beta(z)-\xi]\, dz \ , \qquad (3.46)$$

$$y-r = \frac{\mu\beta \frac{\Phi_o}{v}}{J_c} \exp \int_o^x [\beta(z)-\xi]\, dz \ , \qquad (3.47)$$

$$\frac{dy}{dx} = \frac{\mu \frac{\Phi_o}{v}}{J_c} \left[\frac{d\beta}{dx} + \beta(\beta-\xi)\right] \exp \int_o^x [\beta(z)-\xi]\, dz \ . \qquad (3.48)$$

On élimine l'exponentielle entre (3.47) et (3.48) pour obtenir :

$$\xi \frac{dx}{dy} = \frac{(a^2-y^2)(y-r) - y(a^2+y^2)}{y(y-r)(y-y_1)(y-y_2)} \qquad (3.49$$

qui peut encore s'écrire :

$$\xi \frac{dx}{dy} = \frac{1}{y} - \frac{r^2+a^2}{(y_1-r)(y_2-r)} \frac{1}{y-r} + \left[\frac{y_1^2 + a^2}{(y_1-r)(y_2-y_1)} - 1\right] \frac{1}{y-y_1}$$

$$+ \left[\frac{y_2^2 + a^2}{(y_2-r)(y_1-y_2)} - 1\right] \frac{1}{y-y_2} \ . \qquad (3.50)$$

On en déduit les deux équations qui nous permettrons de déterminer la répartition du potentiel dans l'échantillon et sa caractéristique courant-tension :

$$\gamma x = \text{Log} \frac{y}{y_o} - \frac{r^2+a^2}{(y_1-r)(y_2-r)} \text{Log} \frac{y-r}{y_o-r} + \frac{1}{y_1-r} \left[r + \frac{2y_1^2}{y_2-y_1}\right] \text{Log} \frac{y-y_1}{y_o-y_1}$$

$$+ \frac{1}{y_2-r} \left[r + \frac{2y_2^2}{y_1-y_2}\right] \text{Log} \frac{y-y_2}{y_o-y_2} \ ; \qquad (3.51)$$

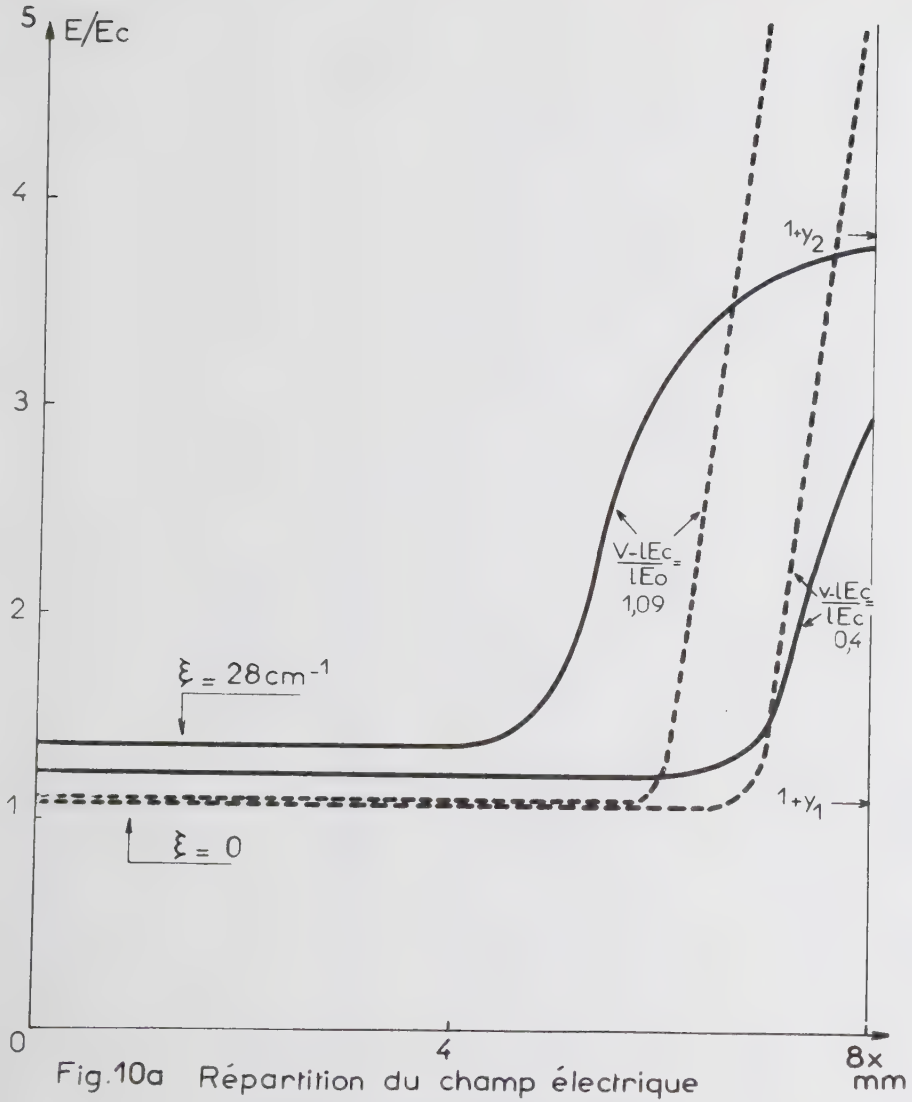


Fig.10a Répartition du champ électrique
Influence des pertes acoustiques
(Echantillon F)

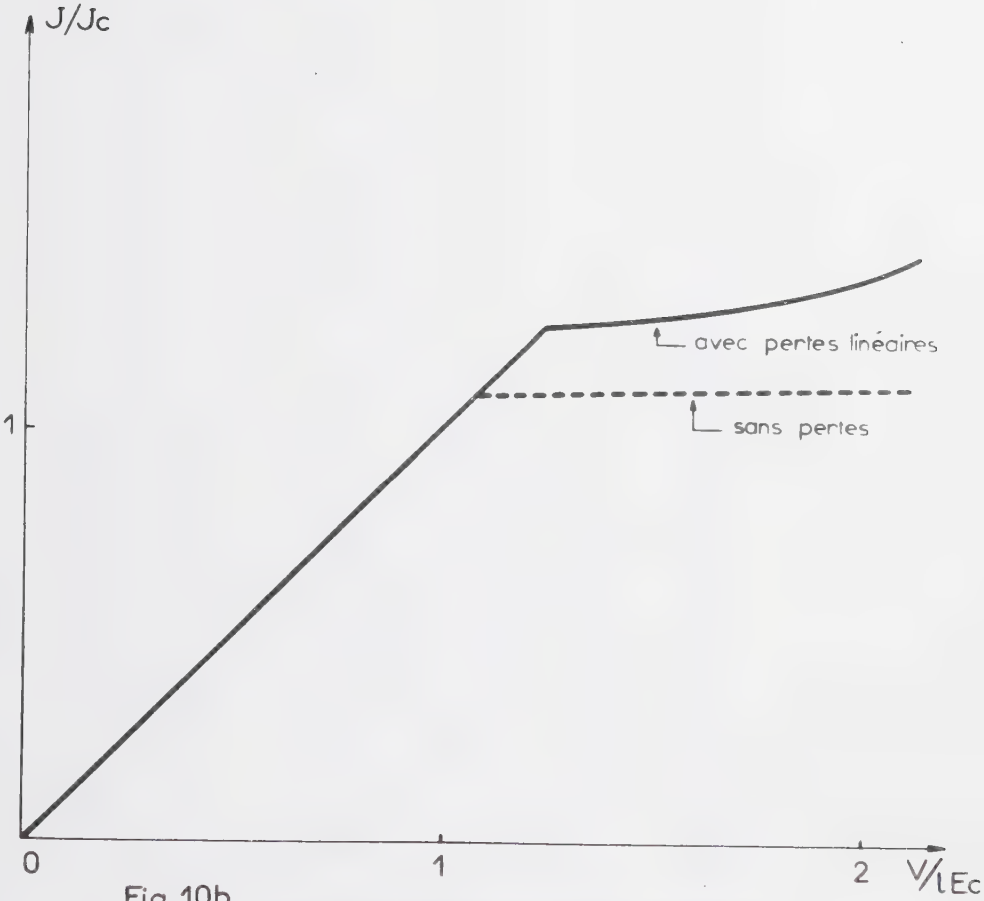


Fig.10b Caractéristique courant tension
(Echantillon F)

$$\frac{V(x)-lE_c}{lE_c} = r - \frac{2(y-y_o)}{\gamma l} - \frac{1}{\gamma l}\left[r\,\mathrm{Log}\left(\frac{y}{y_o}\,\frac{y_o-y_1}{y-y_1}\,\frac{y_o-y_2}{y-y_2}\right)\right.$$
$$\left. - \frac{2y_1^2}{y_2-y_1}\,\mathrm{Log}\,\frac{y-y_1}{y_o-y_1} - \frac{2y_2^2}{y_1-y_2}\,\mathrm{Log}\,\frac{y-y_2}{y_o-y_2}\right] . \qquad (3.52)$$

La caractéristique courant-tension et la répartition du champ électrique obtenues pour l'échantillon F sont représentées sur les figures 10a et 10b où nous avons pris pour coefficient d'amortissement d'origine non-piézoélectrique

$$\xi(\omega_M') = 28\ \mathrm{cm}^{-1} \quad , \quad \omega_M' = 0{,}7\ \omega_M \quad .$$

On remarque qu'en présence de pertes :

- le champ pour lequel commence la saturation du courant est plus élevé qu'en leur absence,
- la pente du palier de saturation est plus grande,
- la pente du champ électrique dans le domaine est plus faible,
- le champ dans le domaine se sature au voisinage de $(y_2+1)E_c$, valeur pour laquelle le gain devient égal aux pertes.

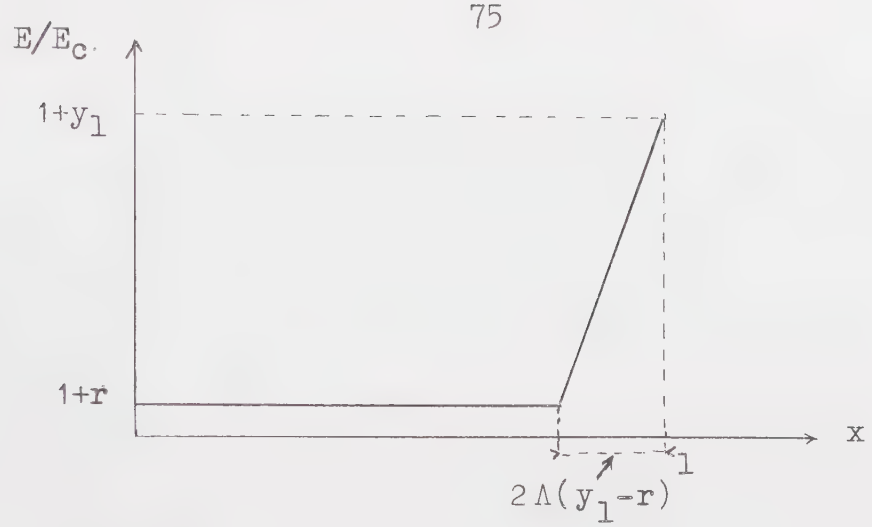
Dans le cas des corps très conducteurs (GaAs, Te : $a^2 > 1000$), l'influence des pertes ne pourra expliquer une saturation du champ électrique dans le domaine. La valeur de y_1 [44] n'est en effet jamais très élevée (< 10) et la relation (3.45) montre que le champ électrique correspondant à y_2 est extrêmement élevé ; les valeurs du champ observées expérimentalement n'atteignent jamais cet ordre de grandeur.

7. Influence de la répartition inhomogène du champ électrique sur le gain ultrasonore.

Dès les premières expériences d'amplification d'ultrasons [8][10], on avait remarqué que les gains obtenus sont très inférieurs à ceux que prévoit la théorie linéaire et que le gain diminue lorsqu'on laisse le bruit acoustique s'amplifier. Ce phénomène était attribué à une concurrence entre l'amplification du train d'ondes ultrasonores et celle du bruit acoustique. L'inhomogénéité de la répartition du champ électrique n'a été observée que plus tard [15,41,42]. Nous étudions ici l'influence d'une répartition de champ inhomogène sur les résultats d'une expérience amplification d'ultrasons (nous supposons donc que l'état stationnaire est atteint avant que les ultrasons ne soient injectés). En l'absence d'amplification du bruit acoustique, le champ électrique est homogène et le gain à la fréquence ω est donné par la relation :

$$G_o(\omega) = \frac{1}{\Lambda} \frac{\frac{V}{lE_c} - 1}{(\frac{V}{lE_c} - 1)^2 + (\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D})^2} \quad . \qquad (3.53)$$

Lorsque le bruit a été amplifié et le régime stationnaire atteint, on peut, dans le cas d'un échantillon suffisamment conducteur (§III.3), schématiser la répartition du champ électrique de la manière suivante :



Le gain G est alors donné par la relation :

$$G(\omega) \simeq \int_0^1 \beta(x)\,dx = \frac{r}{r^2+(\frac{\omega_c}{\omega}+\frac{\omega}{\omega_D})^2}\left[\frac{1}{\Lambda} - 2(y_1-r)\right]$$

$$+ \frac{1}{\Lambda}\int_{1-2\Lambda(y_1-r)}^{1} \frac{y_1 - \frac{1-x}{2\Lambda}}{(y_1-\frac{1-x}{2\Lambda})^2+(\frac{\omega_c}{\omega}+\frac{\omega}{\omega_D})^2}\,dx \quad ,$$

$$\boxed{G(\omega) \simeq \frac{r}{r^2+(\frac{\omega_c}{\omega}+\frac{\omega}{\omega_D})^2}\left[\frac{1}{\Lambda} - 2(y_1-r)\right] + \mathrm{Log}\,\frac{y_1^2+a^2}{r^2+a^2}} \quad . \qquad (3.54)$$

Nous avons représenté sur la figure 11 les gains théoriques G_o et G pour l'échantillon de sulfure de cadmium F.

- Si le champ est inférieur au champ critique, $G = G_o$.
- Lorsque le régime stationnaire est atteint et le champ moyen supérieur au champ critique, $G < G_o$.
- La partie de la courbe où les gains G et G_o sont sensiblement égaux correspond au cas où le champ critique est dépassé ($E_c < \bar{E} < 1{,}1\ E_c$) mais où le courant n'est pas encore saturé.

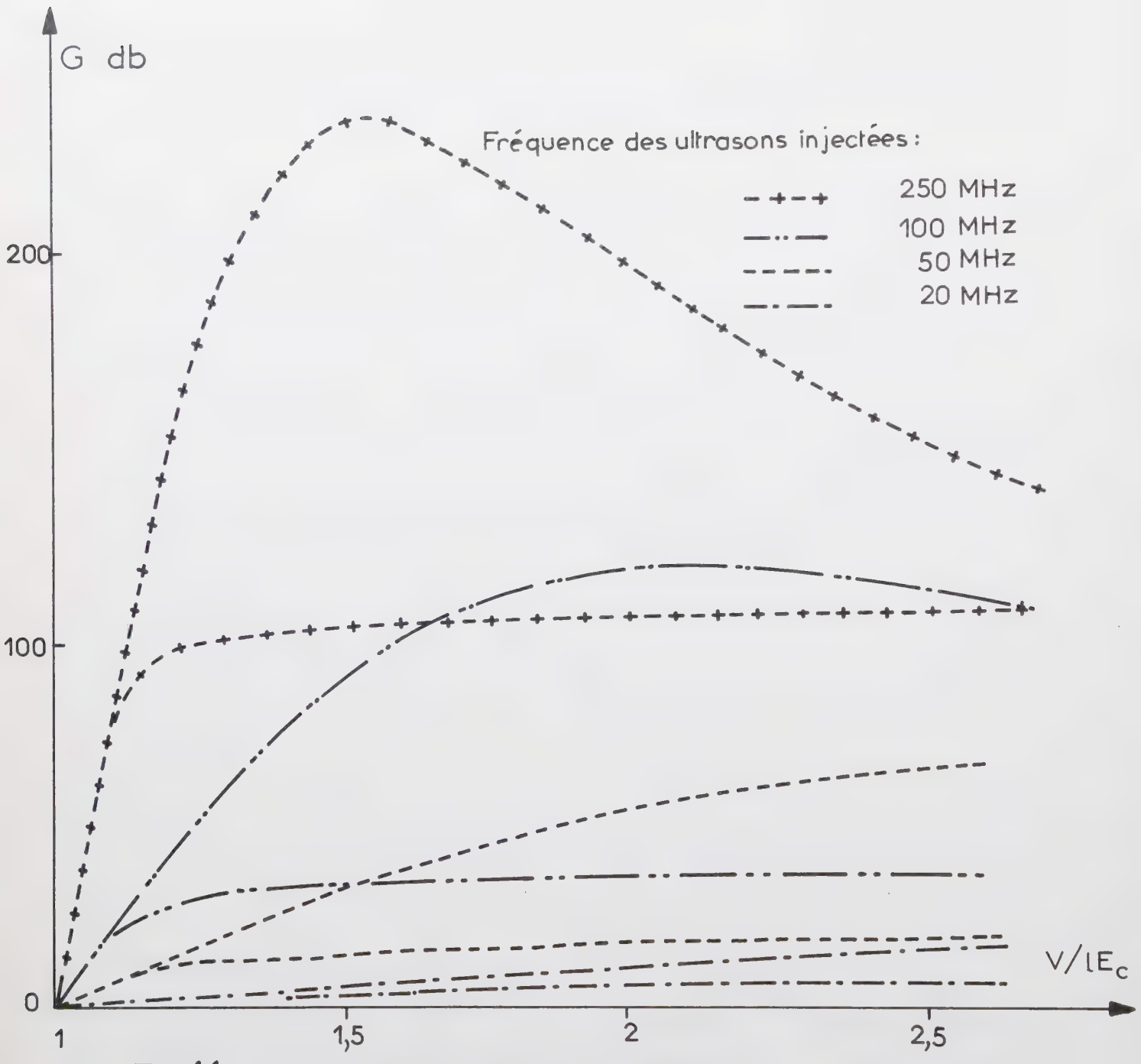


Fig 11

Gains théoriques

(Pour chaque fréquence, la courbe supérieure correspond à une répartition homogène du champ électrique.)

A la fréquence ω_M où le gain est maximum, le calcul du gain est très simple, car l'équation établie au §III.1 s'écrit :

$$r = y - \frac{\mu\beta\Phi_o}{vJ_c} \exp \int\beta(z)\,dz = y - \frac{\mu\beta\Phi_o}{vJ_c} \exp G(\omega_M) \quad .$$

On en déduit :

$$G(\omega_M) = \text{Log}\,(\frac{y_1-r}{y_o-r})[\frac{y_1^2+a(\omega_M)^2}{y_o^2+a(\omega_M)^2}]\,\frac{y_o}{y_1} \quad .$$

Pour l'échantillon F dont les variations du gain avec la fréquence et le champ électrique sont représentées sur la figure 11 :

$$\omega_M = 1{,}35\times10^9\ s^{-1} \quad , \quad f_M = 216\ \text{MHz} \quad .$$

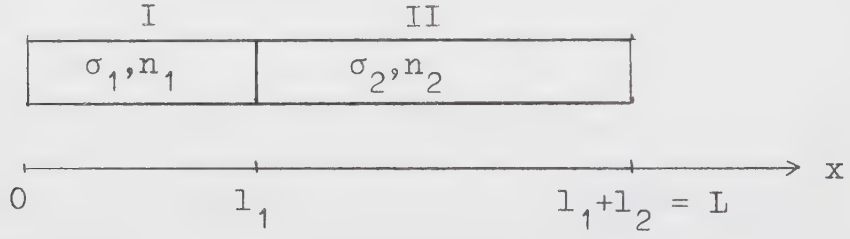
L'inhomogénéité de la répartition du champ électrique n'est sans doute qu'une des causes de la limitation du gain ultrasonore.

On peut remarquer que la seule expérience d'amplification qui ait donné des résultats compatibles quantitativement avec la théorie linéaire [9] a été réalisé sur des échantillons de sulfure de cadmium courts et très résistants. Pour ces échantillons, la condition (3.38) est satisfaite et nous prévoyons donc un comportement presque ohmique (§III.2).

IV. ETUDE DU REGIME STATIONNAIRE DANS UN ECHANTILLON INHOMOGENE.

1. Variation brutale de la conductivité [38][47].

Ceci se produit par exemple lorsqu'on utilise un échantillon de CdS photoconducteur partiellement éclairé (cf. Annexe 2). Nous supposerons que la mobilité des porteurs est constante dans tout l'échantillon. Les indices 1 et 2 repéreront les valeurs des différents paramètres dans les régions I et II.



Nous posons ici :

$$\delta = \sigma_1/\sigma_2 \quad , \quad \delta = C^{te} \quad . \tag{3.57}$$

Si $\delta < 1$, la densité de courant critique sera moins élevée pour la partie I que pour la partie II. Nous définirons deux tensions critiques V_c et V_c' :

$$V_c = l_1 E_c + l_2 \delta E_c \quad , \quad V_c' = \frac{1}{\delta} V_c \quad . \tag{3.58}$$

Pour des répartitions uniformes du champ, la vitesse de porteurs atteint celle du son dans la région I lorsque $V = V_c$ et dans la région II lorsque $V = V_c'$.

Nous traiterons d'abord le cas où les porteurs se déplacent dans le sens des x positifs et où

$$v_c < v < v'_c \quad .$$

Dans la région I, les ultrasons sont amplifiés et il peut se former un domaine de champ électrique intense au voisinage de $x = l_1$. Le courant acoustoélectrique est de sens opposé au courant ohmique.

Dans la région II, les ultrasons sont atténués ; le courant acoustoélectrique est de même sens que le courant ohmique.

Pour maintenir la continuité du courant en $x = l_1$, l'écart $E-E_c$ au champ critique devra changer de signe en ce point. On pourra même observer un changement de signe du champ électrique $E(l_1)$ si le courant acoustoélectrique est suffisamment intense.

Enfin, comme l'ont fait remarquer Mac Fee et Tien [38], si l'on suppose que les ultrasons amplifiés dans la région I sont totalement atténués dans la région II :

$$\frac{d}{dt}\int_0^{l_1} \Phi(x)\, dx = -\frac{d}{dt}\int_{l_1}^{l_1+l_2} \Phi(x)\, dx \quad . \qquad (3.59)$$

En l'absence de pertes non-piézoélectriques, cette relation peut s'écrire :

$$\int_0^{l_1} J_{ae}(x)\, dx = -\int_{l_1}^{l_1+l_2} J_{ae}(x)\, dx \quad . \qquad (3.60)$$

Nous allons utiliser le formalisme du §III.1 pour traiter quantitativement ce problème.

Nous supposerons que la fréquence des ondes acoustiques importantes pour l'analyse du phénomène est :

$$\omega = \sqrt{\omega_{c_1}\,\omega_D} \qquad (3.61)$$

On obtient alors successivement : :

$$a_1^2 = 4\,(\omega_{c_1}/\omega_D) \quad , \quad a_2^2 = (1+\tfrac{1}{\delta})\,\frac{a_1^2}{4} \; ; \; (3.62)$$

$$\frac{\Phi_1(x)}{\Psi} = \frac{(y-r_1)(y^2+a_1^2)}{y} = \frac{\Phi_o}{\Psi}\exp\int_o^x \frac{y(z)}{\Lambda_1[y(z)^2+a_1^2]}\,dz \; ; \; (3.63)$$

$$\frac{\Phi_2(x)}{\Psi} = \frac{(y-r_2)(y^2+a_2^2)}{y} = \frac{\Phi(l_1)}{\Psi}\exp\int_{l_1}^x \frac{y(z)}{\Lambda_2[y(z)^2+a_2^2]}\,dz \; . \; (3.64)$$

On en déduit de la même manière qu'au paragraphe précédent :

Région I

$$\frac{x}{\Lambda_1} = 2(y-y_o) + \frac{a_1^2}{y} - \frac{a_1^2}{y_o} - \frac{a_1^2}{r_1}\,\mathrm{Log}\,\frac{y}{y-r_1}\,\frac{y_o-r_1}{y_o} + r_1\,\mathrm{Log}\,\frac{y-r_1}{y_o-r_1} \; , (3.66)$$

$$\frac{V(x)-xE_c}{xE_c} = r_1 + \frac{\Lambda_1}{x}\,(y-y_o)\,[y+y_o+r(\frac{a_1^2}{yy_o}-1)] \; . \qquad (3.67)$$

Nous désignerons par y_I et y_{II} les valeurs du paramètre y dans les régions I et II au voisinage de $x = l_1$.

Région II

$$\frac{x-l_1}{\Lambda_2} = 2(y-y_{II}) + \frac{a_2^2}{y} - \frac{a_2^2}{y_{II}} - \frac{a_2^2}{r_2}\,\mathrm{Log}\,\frac{y}{y-r_2}\,\frac{y_{II}-r_2}{y_{II}} + r_2\,\mathrm{Log}\,\frac{y-r_2}{y_{II}-r_2} \; ,$$

(3.68)

$$\frac{V(x)-V(l_1)-(x-l_1)E_c}{(x-l_1)E_c} = r_2 + \frac{\Lambda_2}{x-l_1}(y-y_{II})[y+y_{II}+r_2(\frac{a_2^2}{y_{II}}-1)] \quad . \tag{3.69}$$

Nous pouvons déterminer l'expression de la différence de potentiel V(L) appliquée à l'échantillon :

$$\frac{V(L)}{E_c} = (1+r_1)l_1 + (1+r_2)l_2 + \Lambda_1(y_I-y_o)[y_I+y_o+r_1(\frac{a_1^2}{y_I y_o}-1)]$$
$$+ \Lambda_2(y_L-y_{II})[y_L+y_{II}+r_2(\frac{a_2^2}{y_L y_{II}}-1)] \quad . \tag{3.70}$$

A la limite des deux régions de l'échantillon, deux conditions de continuité doivent être satisfaites :

- continuité du courant total :

$$J_1 = J_2 \longrightarrow (1+r_1)J_{c_1} = (1+r_2)J_{c_2} \quad ,$$

$$1+r_2 = \delta(1+r_1) \quad . \tag{3.71}$$

- continuité du flux acoustique (si nous supposons que les ondes acoustiques sont parfaitement transmises de la région I à la région II). D'après les relations (3.63) et (3.64) ceci exige que les valeurs y_I et y_{II} du paramètre y des deux côtés de la discontinuité soient reliées par

$$\frac{\Phi_1(l_1)}{\Psi} = \frac{\Phi_2(l_1)}{\Psi} = \frac{(y_1-r_1)(y_I^2+a_1^2)}{y_I} = \frac{(y_{II}-r_2)(y_{II}^2+a_2^2)}{y_{II}} \quad . \tag{3.72}$$

Nous avons tracé sur la figure 12 les fonctions $\Phi_1/\Psi = f(y_I)$ et $\Phi_2/\Psi = f(y_{II})$. Les valeurs utilisées pour les différents paramètres correspondent à l'échantillon G étudié dans l'annexe 2.

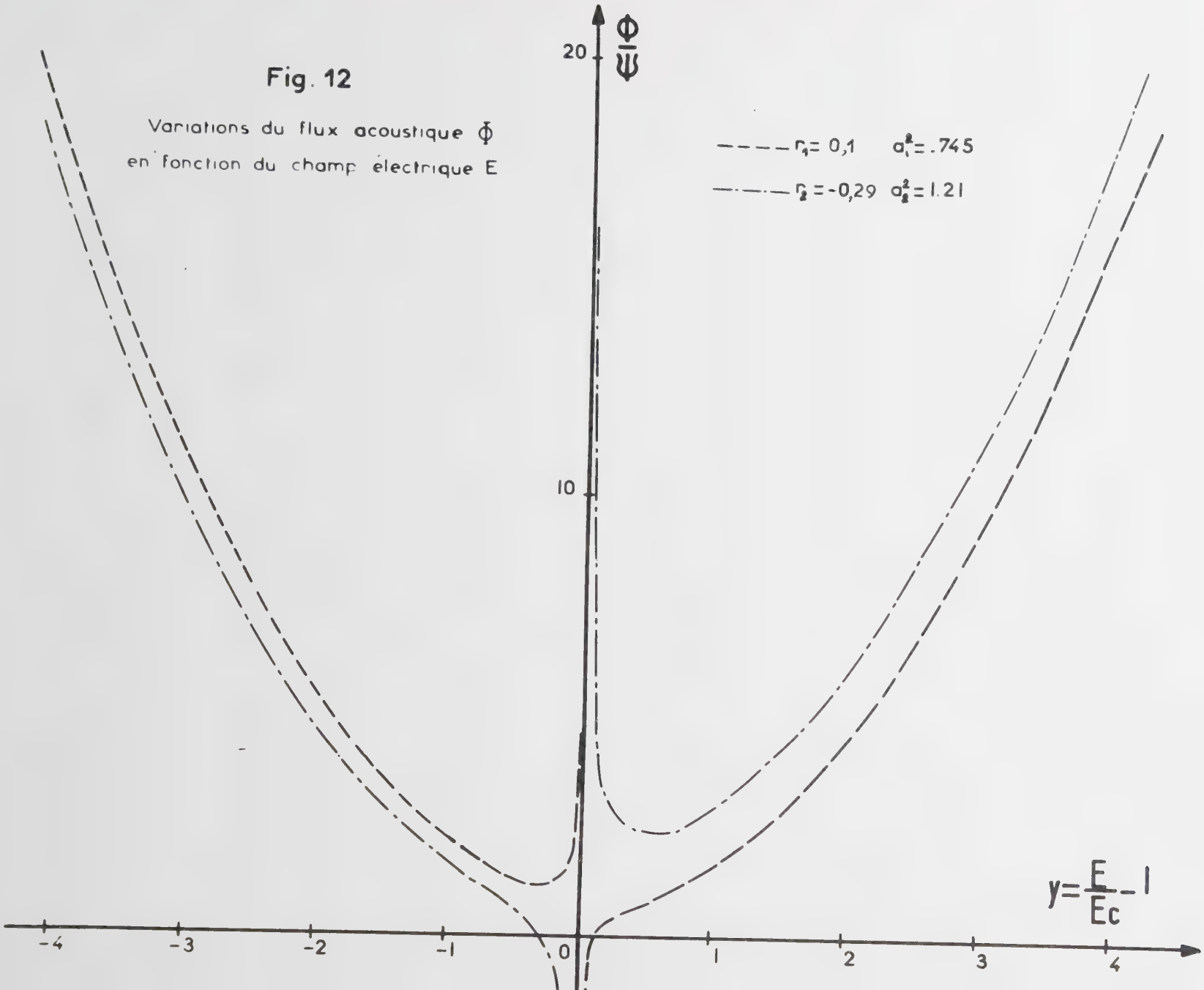


Fig. 12
Variations du flux acoustique Φ
en fonction du champ électrique E
Φ/Ψ
20
10
0
$r_1 = 0,1$ $a_1^2 = .745$
$r_2 = -0,29$ $a_2^2 = 1.21$
$y = \frac{E}{Ec} - 1$
-4
-3
-2
-1
1
2
3
4

Si le flux acoustique est peu intense ($\Phi/\Psi < a_1^2$, a_2^2), à chaque valeur de y_I correspond une seule valeur de y_{II} ; y_{II} est alors négatif, mais le champ électrique correspondant est positif.

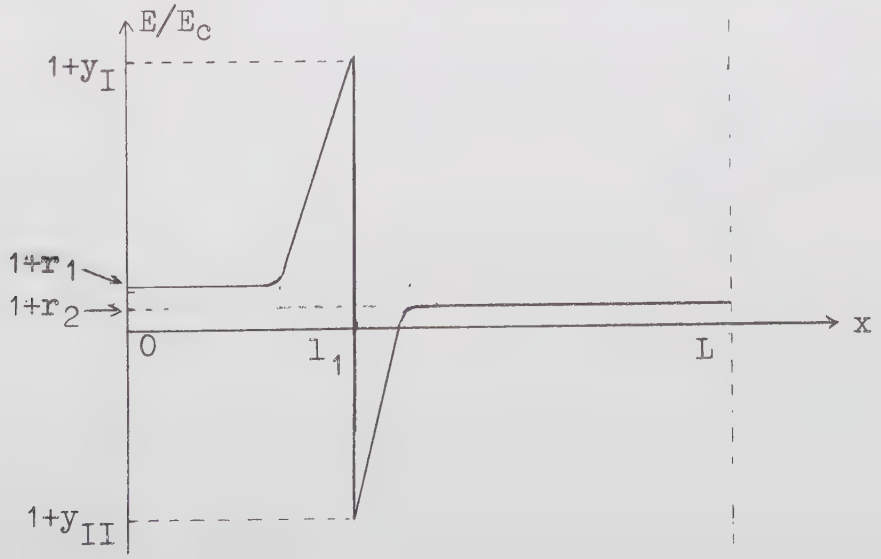
Lorsqu'un domaine de champ électrique intense est formé ($y_I \gg 1$), l'équation $\Phi/\Psi = f(y_{II})$ admet trois solutions :

a) $y_{II} \simeq y_I$: les ultrasons sont amplifiés dans la région II. La tension appliquée à l'échantillon doit atteindre des valeurs très grandes.

b) $0 < y_{II} \ll 1$.

c) $y_{II} \simeq -y_I$: les ultrasons sont atténués dans la région II. Un domaine de champ électrique intense se forme au voisinage de $x = l_1$. La solution c) est la seule qui s'obtienne par continuité à partir de celle décrite ci-dessus (flux peu intense). C'est la seule qui ait une signification physique.

La répartition du champ électrique dans l'échantillon aura l'allure suivante :



La pente dE/dx du champ électrique dans le domaine a pour valeur $E_c/2\Lambda_1$ dans la région I, et $E_c/2\Lambda_2$ dans la région II.

Nous étudions dans l'annexe 2 le cas d'un échantillon de CdS et comparons les prévisions théoriques aux résultats expérimentaux.

Le cas où les porteurs se déplacent dans la région II vers la région I, et où $V_c < V < V'_c$, peut être traité brièvement. On pourra, en général, négliger ce qui se passe dans la région II où le champ électrique reste inférieur au champ critique. Dans la région I, les ultrasons seront amplifiés et il se formera un domaine au voisinage de x = 0. On observe effectivement, expérimentalement [38], un domaine à l'extrémité où la conductivité est la plus faible et le reste de l'échantillon reste pratiquement ohmique.

2. Variations lentes de la conductivité.

Soit un échantillon de longueur l dans lequel la conductivité $\sigma(x)$ varie linéairement avec la distance à l'extrémité x = 0 ,

$$\sigma(x) = \sigma_o \ (1+\alpha x) \quad . \tag{3.73}$$

Nous supposerons que la mobilité des porteurs est la même dans tout l'échantillon.

L'équation donnant le courant total sera de la forme :

$$J = \sigma(x)\ E(x) - \mu\ \beta(x)\frac{\Phi_o}{v}\ \exp \int_o^x \beta(z)\ dz \quad . \tag{3.74}$$

Nous ne donnerons pas ici le détail des calculs qui aboutissent à l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dy}{dx} = \frac{(1+r)\,\frac{\alpha}{1+\alpha x} - \frac{(y-r)}{\Lambda_o(y^2+a^2)}\,[y(1+\alpha x)-\alpha a_o a\Lambda_o]}{\frac{(y-r)(a^2-y^2)}{y(a^2+y^2)} - 1} \quad . \qquad (3.75)$$

Nous supposons d'abord que la conductivité croît lorsque l'on se déplace dans le sens des porteurs ($x > 0$) et nous étudions le signe de $(dy/dx)_{x=0}$ dans deux cas extrêmes :

$y^2 \ll a^2$ - Ceci correspond à un flux acoustique peu intense. La relation (3.75) se simplifie :

$$\left(\frac{dy}{dx}\right)_{x=0} = \frac{-(1+r)\alpha + \frac{y_o-r}{\Lambda_o a_o^2}\,(y_o-\alpha\Lambda_o a_o^2)}{\frac{r}{y}} \quad .$$

On peut poser comme au §III.1 :

$$y_o = r(1+\varepsilon') \quad , \quad \varepsilon' \ll 1 \quad ;$$

$$\left(\frac{dy}{dx}\right)_{x=0} \simeq \frac{\varepsilon' r^2}{\Lambda_o a_o^2} - (1+r)\alpha \quad . \qquad (3.76)$$

Le premier terme est très petit ($< 10^{-4}$ cm^{-1} par exemple pour les échantillons étudiés au §III), et sauf pour des valeurs très faibles de α, le champ électrique sera une fonction décroissante de la conductivité.

$y^2 \gg a^2, r^2$ - Ceci peut se produire pour les corps conducteurs lorsque le flux acoustique est intense (domaine de fort champ électrique) ;

$$\left(\frac{dy}{dx}\right)_{x=0} \simeq \frac{1}{2\Lambda_o} - (1+r)\,\frac{\alpha}{2} \simeq \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\Lambda_o} - \alpha\right) \quad . \qquad (3.77)$$

L'ordre de grandeur de ce résultat était prévisible a priori, car :

α représente la pente de la variation relative de conductivité : $d\sigma/\sigma dx$,

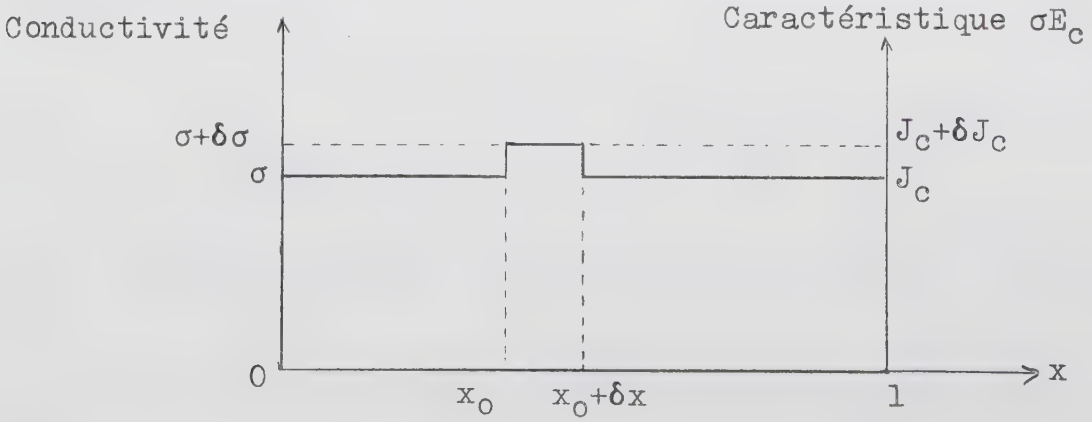
$1/2\Lambda_o$ représente la pente de la variation relative de champ électrique dans le domaine $dE/E_c dx$.

Si nous supposons que, pour le sens de propagation des porteurs ($x > 0$), la conductivité décroît ($\alpha < 0$), les formules données ci-dessus restent valables, et le champ électrique est une fonction croissante de x.

Dans l'annexe 2 nous appliquerons la relation (3.75) au cas d'un échantillon de CdS pour expliquer la répartition de potentiel obtenue expérimentalement.

3. Inhomogénéité locale.

Nous supposerons comme précédemment que la mobilité des porteurs est constante et nous représenterons cette inhomogénéité par une variation $\delta\sigma$ de la conductivité sur une étendue $\delta x \ll 1$. Nous nous limitons au cas des échantillons conducteurs.



L'inhomogénéité jouera un rôle important si le régime d'atténuation des ultrasons change à son emplacement :

$$\frac{\delta J_c}{J-J_c} > 1 \quad ,$$

$$\boxed{\frac{\delta\sigma}{\sigma} > r} \quad . \qquad (3.78)$$

Au §III.3 nous avons obtenu des valeurs de r très petites ($<0,1$) pour le sulfure de cadmium et pour le tellure. Dans ces corps, des variations de conductivité de plus de 10% suffiront donc pour faire passer les ultrasons d'un régime d'amplification à un régime d'atténuation ou vice-versa. Nous distinguerons trois cas suivant l'emplacement de l'inhomogénéité :

- Région ohmique ($r < 0$) ou quasi-ohmique ($r > 0$) : l'écart au comportement ohmique sera très faible même à l'emplacement de l'inhomogenéité

- Domaine de champ électrique intense ($r > 0$) : les ultrasons amplifiés dans le domaine se trouvent brutalement atténués à l'emplacement de l'inhomogénéité. Le paramètre y changera de signe en $x = x_o$ et $x = x_o+\delta x$ (§ IV.1) et sa variation sur l'intervalle Δx sera donnée par

$$\delta y = - \frac{\delta x}{2(\Lambda+\delta\Lambda)}$$

où $\Lambda+\delta\Lambda$ désigne la valeur de la longueur caractéristique à l'endroit de l'inhomogénéité.

Expérimentalement, si la distance des sondes est supérieure à δx, on mesurera seulement un champ électrique plus faible que pour un échantillon homogène.

- Région de transition : la variation δy sera plus faible que dans le cas précédent, mais l'effet observé sera analogue.

On peut envisager un dernier cas intéressant : celui où l'inhomogénéité est située dans la région de transition mais où $\delta\sigma$ est négatif. Si l'amplification sur la parcours δx est suffisante pour que le flux $\Phi(x_o+\delta x)$ atteigne le même ordre de grandeur que Φ_1 (§ III.4) , le champ électrique commencera à croître fortement à cet endroit et la "queue" du domaine s'étendre jusque là.

V. CONCLUSIONS.

Nous allons d'abord examiner quelques-unes des hypothèses simplificatrices que nous avons utilisées dans les paragraphes précédents.

1. Spectre des ultrasons amplifiés.

Nous avons supposé que le courant acoustoélectrique est dû à l'amplification du bruit thermique. Cette hypothèse est généralement admise [10,65,66]. Ce bruit thermique est formé d'ondes incohérentes, mais nous avons utilisé l'additivité des courants acoustoélectriques (§I.2) pour les assimiler à un flux acoustique Φ_o.

Nous avons déterminé la bande de fréquence (ω_1,ω_2) qui correspond à des ultrasons "bien amplifiés" ; cette bande est assez étroite. Nous avons négligé les interférences possibles de ces ondes. Ces interférences sont sans doute très importantes dans les corps étudiés en raison du fort couplage piézoéelctrique [43,44], mais les fréquences des ondes sonores

obtenues par interférences se trouvent hors de la gamme (ω_1,ω_2). Ces ondes seront donc faiblement amplifiées, voire atténuées (§III.5) ; elles pourront donner lieu à des pertes non linéaires dont nous n'avons pas tenu compte. Le calcul de la génération d'harmoniques est réalisable [43,67] si l'on étudie la propagation d'une onde monochromatique cohérente injectée en x = 0, mais devient très complexe si l'on s'intéresse à l'amplification du bruit thermique.

Deux méthodes expérimentales d'analyse du spectre des ultrasons amplifiés ont été utilisées.

Zucker, Zemon, Hope et Wasko l'ont étudié par effet Brillouin [46,68,69] dans des échantillons de sulfure de cadmium et d'oxyde de zinc. Ce spectre présente un maximum à une fréquence inférieure d'un ordre de grandeur environ à ω_M dans le cas des domaines mobiles, mais beaucoup plus proche de ω_M dans celui des domaines fixes [69], et c'est seulement dans ce dernier cas que le calcul développé au §III est valable.

Moore a analysé le bruit du courant qui traverse un échantillon de sulfure de cadmium dans les conditions d'amplification [66]. Il observe un bruit blanc vers les basses fréquences ; le bruit décroît ensuite comme $1/\omega^2$ à partir d'une fréquence très inférieure à ω_M. Pour interpréter ce résultat, Moore propose un modèle à deux états (piégé ou non piégé). Ce modèle tient compte de la mise en paquet des porteurs dans les puits de potentiel formés par l'onde acoustique. Il prévoit une répartition homogène du champ électrique. Cette répartition qui était réalisée dans le cas des expériences de Moore ne l'est pas dans les conditions expérimentales habituelles (formation d'un domaine).

2. Expression du gain.

Nous avons utilisé l'expression obtenue par White ; le gain est une fonction du champ électrique E local,

$$y = -\gamma = \frac{\mu E}{\vec{v}} - 1 \quad .$$

De nombreux auteurs [3,70,71] supposent, au contraire, que le gain β est fonction du courant :

$$\beta = \beta_o \left(\frac{J}{J_c} - 1\right) = \beta_o \left(\frac{v_d}{\vec{v}} - 1\right) \quad . \qquad (3.79)$$

Cette formule prévue par la théorie quantique, ne s'applique que si le libre parcours moyen des porteurs $\bar{l}$ est supérieure à la longueur d'onde λ. Cette condition n'est satisfaite pour aucun des échantillons étudiés :

Ech.	A	B	C	D	E
$\bar{l}/\lambda_M$	$3,2\times10^{-4}$	$1,9\times10^{-3}$	$1,9\times10^{-2}$	0,24	0,14

La relation (3.79) est cependant souvent utilisée [65,71,72] dans l'étude des corps où $\bar{l} < \lambda_M$.

En résumé, les résultats théorique obtenus au §III sont en bon accord avec les résultats expérimentaux pour les échantillons assez isolants ($\rho > 500\ \Omega\times cm$). Pour les échantillons plus conducteurs, les phénomènes non linéaires observés expérimentalement sont moins intenses que ce calcul ne le prévoit (domaines plus larges et champ électrique moins élevé que prévu dans le domaine). On peut donner à ce désaccord

deux explications simples :

- Lorsque la largeur prévue pour les domaines est de quelques dizaines de microns (cf. §III Tableau 6), les inhomogénéités de la conductivité de l'échantillon joueront un grand rôle. Nous avons étudié ce problème au §IV.3 et nous avons montré que ces inhomogénéités tendent généralement à élargir le domaine.

- Nous avons toujours utilisé ici un modèle unidimensionnel, mais dans de nombrueses expériences (tellure orienté selon X, Y ou Z ; sulfure de cadmium orienté selon c), les modes "hors d'axe" jouent un rôle prépondérant (chapitre IV) et l'intervention de ces modes provoque un élargissement du domaine. On peut remarquer, d'ailleurs, que, même dans le cas où la direction du courant est celle d'un minimum de vitesse du son (cf. chapitre I), il faut utiliser un modèle tridimensionnel ; la direction où le gain est maximum dépend, en effet, du champ électrique appliqué.

Chapitre IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX

I. CARACTERISTIQUES DES ECHANTILLONS UTILISES.

1. Préparation.

La méthode employée a été décrite au chapitre II. Elle permet de fabriquer aisément des barreaux monocristallins de forte mobilité orientés selon la direction du germe utilisé.

Après polissage et décapage, les échantillons ont la forme de parallélépipèdes de longueur 1 à 3 cm et de section 6 à 9 mm^2.

Les amenées de courant sont réalisées par 5 fils de platine soudés sur chacun des faces extrêmes du barreau ; ces faces sont ensuite recouvertes de laque conductrice à l'or pour réaliser une bonne surface équipotentielle.

De fins fils de platine sont enfin soudés par fusion locale sur les faces latérales. Ils sont utilisés pour mesurer la répartition du potentiel électrique dans l'échantillon. Nous avons vérifié que ces sondes ne perturbent pas cette répartition. Pour effectuer cette vérification, nous avons mesuré alternativement le potentiel à l'aide de ces sondes et d'une pointe fine qu'un micromanipulateur permettait de déplacer le long de l'échantillon ; l'écart entre les résultats obtenus par ces deux méthodes est négligeable.

Au cours de toutes les expériences décrites ci-après, l'échantillon est placé dans une enceinte qui contient de l'hydrogène. L'enceinte est plongée dans l'azote liquide. Dans le cas où nous faisons varier la température de 77°K à 240°K, la température de l'enceinte est réglée par un four.

2. Dispositif électronique.

Un générateur d'impulsions à thyratrons de faible résistance interne fournit des impulsions d'amplitude 0 à 1000 volts et de durée variable entre 5 et 200 µs. Le temps de montée de ces impulsions est de l'ordre de 100 ns.

Le courant qui traverse l'échantillon est mesuré à l'aide d'une résistance de faible valeur placée en série avec l'échantillon.

3. Propriétés électriques.

Les échantillons utilisés ont une densité de trous comprise entre $0,4\times10^{15}$ cm^{-3} et 3×10^{15} cm^{-3} à la température de l'azote liquide. A cette température, la mobilité de Hall des trous est située dans la gamme 2000-8000 $cm^2V^{-1}s^{-1}$. Ces échantillons deviennent intrinsèques vers 250°K.

Les variations de la mobilité de Hall avec la température ont été représentées sur la figure 13. La mobilité de Hall est proportionnelle à $T^{-\alpha}$ dans la gamme de températures utilisée (77°K-220°K) :

$$\mu_H \propto T^{-\alpha} \quad , \quad \alpha \sim 1,33 \quad . \qquad (4.1)$$

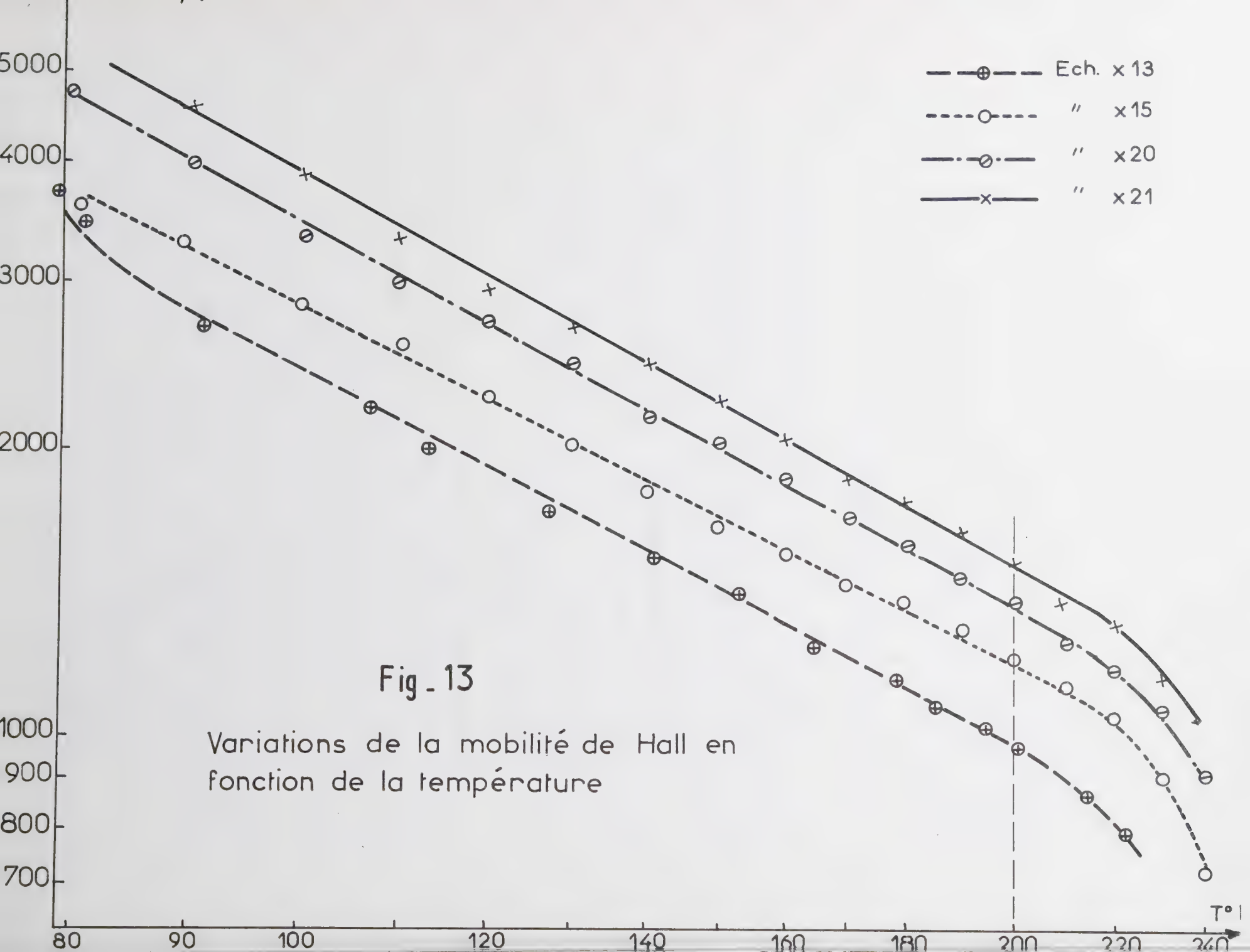


Fig. 13

Variations de la mobilité de Hall en fonction de la température

C'est surtout la diffusion par les phonons acoustiques qui limite la mobilité. Zook [48] a étudié la diffusion piézoélectrique dans les semiconducteurs. Dans le cas du tellure, il obtient le résultat suivant :

$$\mu_{11} = 3{,}8\ (77/T)^{1/2} \cdot 10^4\ cm^2V^{-1}s^{-1}\ ,$$
$$\mu_{33} = 2{,}4\ \mu_{11}\ . \qquad (4.2)$$

La mobilité déduite de cette formule est supérieure d'environ un ordre de grandeur aux valeurs mesurées. Un calcul plus détaillé serait cependant nécessaire [48], car le résultat théorique indiqué ci-dessus est obtenu en moyennant les coefficients élastiques des modes transverses alors qu'ils peuvent différer d'un facteur 7. La diffusion piézoélectrique peut contribuer, comme un terme correctif, à la limitation de la mobilité des porteurs dans le tellure.

II. ETUDE DES ECHANTILLONS QUI ATTEIGNENT UN ETAT STATIONNAIRE.

On peut classer les échantillons étudiés en deux types d'après les phénomènes observés :

- Type I - Le courant se sature lorsque le champ électrique appliqué dépasse une valeur critique E_c ; au-delà de cette valeur, la répartition du champ électrique devient, en général, fortement inhomogène [49]. Ce cas sera étudié ci-dessous.

- Type II - On observe des oscillations du courant qui traverse l'échantillon. Ces oscillations sont liées à la propagation d'un domaine de champ électrique intense [50]. Nous étudierons les échantillons de ce type au § III.

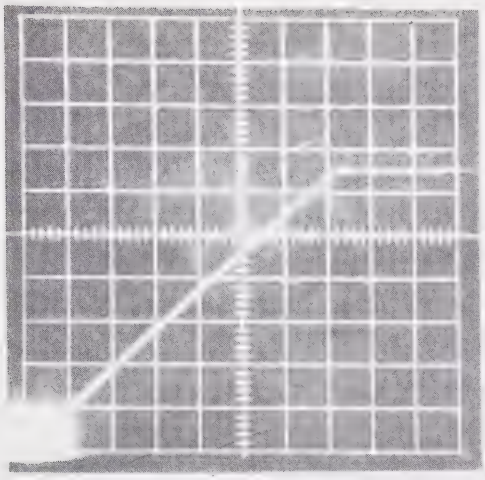
1. Saturation du courant ; temps d'incubation.

Ce phénomène a été observé pour la première fois par Smith sur le sulfure de cadmium [51]. Dans le tellure, la saturation du courant est généralement très brutale. Nous avons représenté sur la figure 14 les caractéristiques courant-tension de quatre des échantillons étudiés.

Sur l'échantillon X.15, on observe une saturation presque parfaite : lorsque le palier est atteint, les variations relatives du courant sont de l'ordre de 1 ou 2% de celles du champ électrique.

L'échantillon Z.11 présente un palier de saturation assez incliné ; dans cet échantillon, le courant passe par la valeur ohmique avant d'atteindre la saturation, les points correspondant à la valeur ohmique sont visibles sur la photographie 14d.

Le courant qui traverse l'échantillon n'atteint sa valeur de saturation qu'au bout d'un certain temps "d'incubation". Dans les échantillons où le couplage piézoélectrique est faible (CdS, GaAs, Tellure orienté selon l'axe Z), le courant passe par la valeur ohmique durant plusieurs microsecondes et ne décroît qu'ensuite pour atteindre la valeur de saturation. Au contraire, dans la plupart des échantillons de tellure que nous avons étudiés, le courant passe par une valeur maximum inférieure à la valeur ohmique

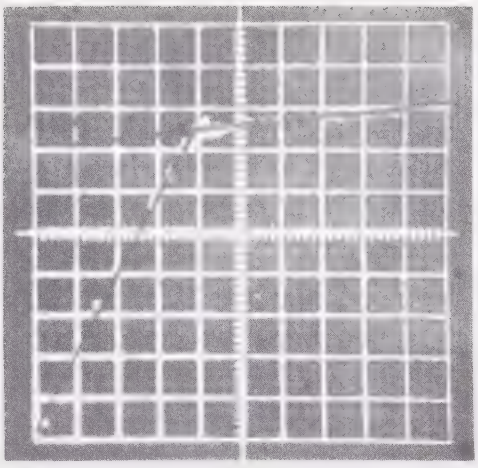


a) Echantillon X 15

($T = 223°K$; $\mu_H = 740 cm^2/V.s.$)

Horiz. : 25 V/cm par grande division

Vert. : 10 A/cm^2 " " "

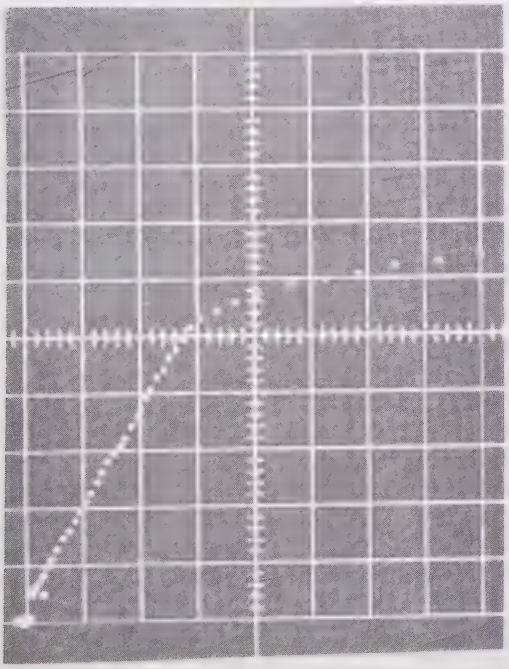


b) Echantillon X 33

($T = 77°K$; $\mu_H = 4550 cm^2/V.s.$)

Horiz. : 12,5 V/cm par grande division

Vert. : 10 A/cm^2 " " "

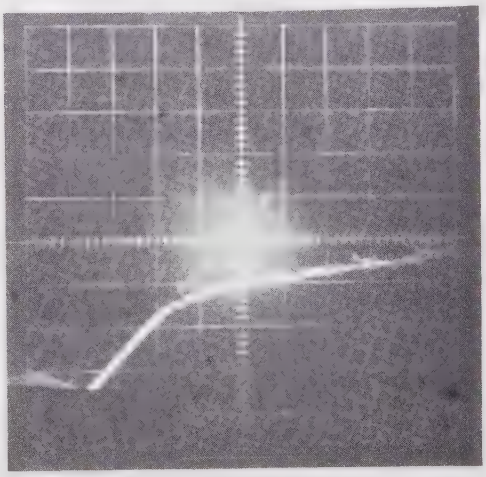


c) Echantillon Y 52

($T = 77°K$; $\mu_H = 3800\ cm^2/V.s.$)

Horiz. : 11 V/cm par grande division

Vert. : 2,5 A/cm^2 " " "



d) Echantillon Z 11

($T = 77°K$; $\mu = 8000\ cm^2/V.s.$)

Horiz. : 15 V/cm par grande division

Vert. : 31 A/cm^2 " " "

Figure 14 : Caractéristiques courant - tension

et le temps d'incubation est très court. Ce phénomène rend difficile le dépouillement des résultats expérimentaux, car le "temps d'incubation" peut devenir du même ordre de grandeur que le temps de montée du générateur d'impulsions qui alimente l'échantillon.

Nous avons représenté sur la figure 15 les variations de la densité de courant en fonction du temps pour l'échantillon X.21. Ces variations ne sont importantes que pendant les deux premières microsecondes après l'instant où la tension est appliquée à l'échantillon. Lorsque l'on augmente cette tension, le temps d'incubation diminue. Nous avons caractérisé le temps "d'incubation" par l'écart τ entre l'instant où le courant passe par sa valeur maximum I_M et celui où il atteint la valeur $(I_M+I_S)/2$ (cf. Fig.15). Les variations de τ^{-1} en fonction de la tension appliquée sont reproduites sur la figure 16. Ces variations sont linéaires dans la gamme de tension utilisée : $V-V_o = A/\tau$. Leur étude a été effectuée sur l'échantillon X.21 dans la gamme de température (77°K-220°K) et nous avons représenté sur la figure 17 les variations de la pente $A = dV/d(\tau^{-1})$ en fonction de la température.

La pente A(T) a été déterminée à partir des courbes expérimentales en utilisant la méthode des moindres carrés. On remarque que la dispersion des points obtenus est cependant relativement importante mais qu'en première approximation on peut considérer la pente A comme une fonction linéaire croissante de la température.

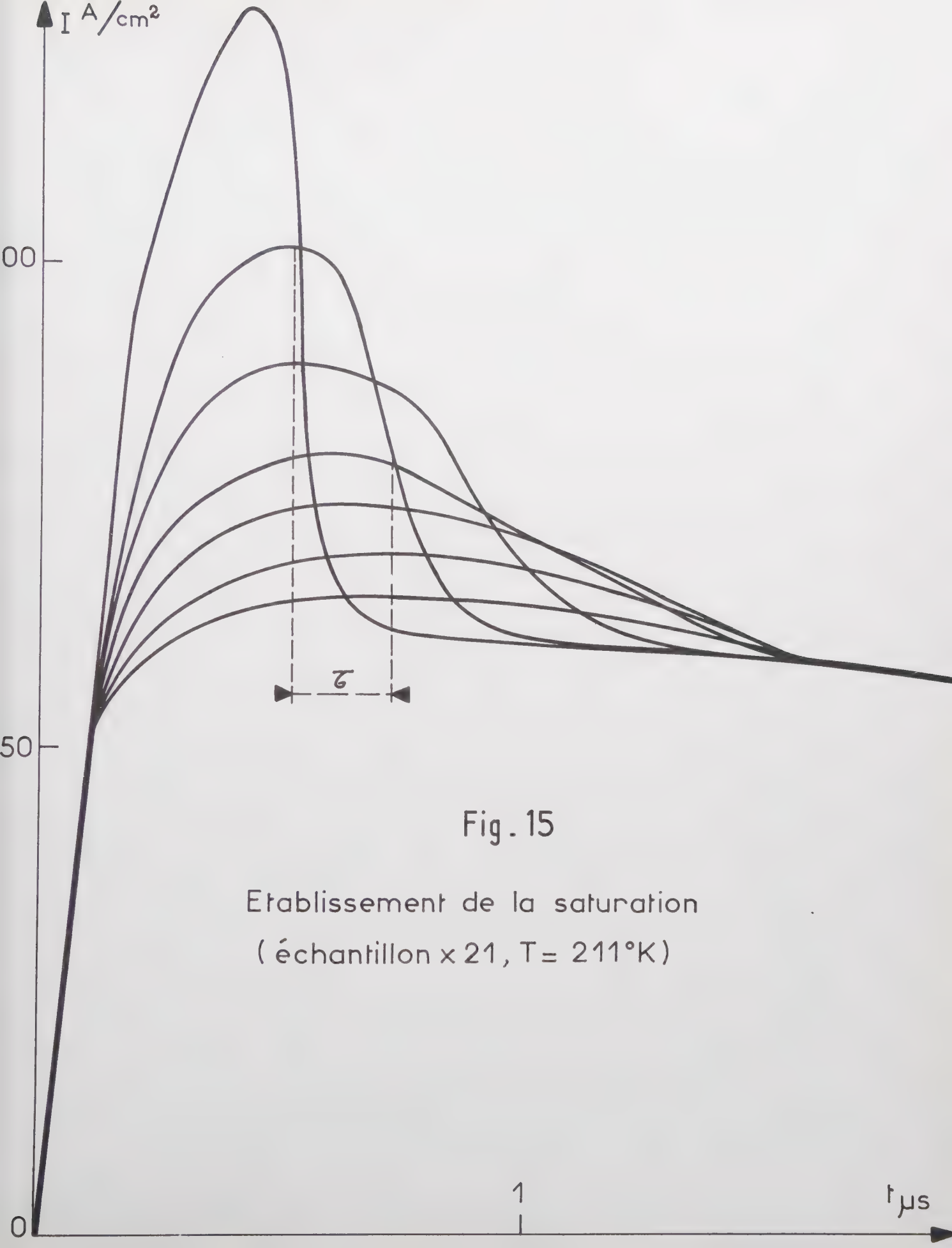


Fig. 15

Etablissement de la saturation

(échantillon x 21, T = 211°K)

Fig. 16

Ech x 21

Variations du temps d'incubation τ avec la tension V appliquée à l'échantillon

(T = 127°)

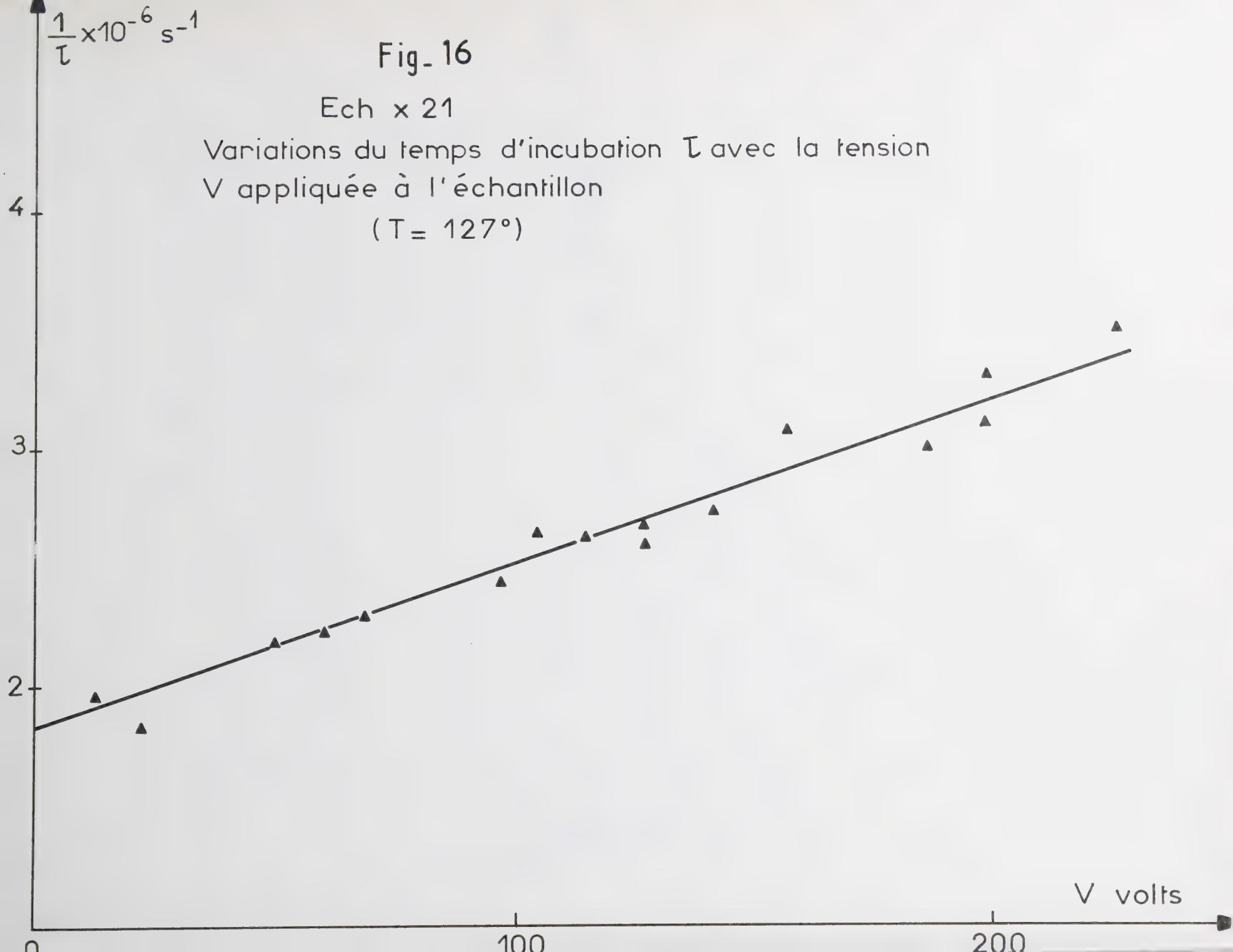
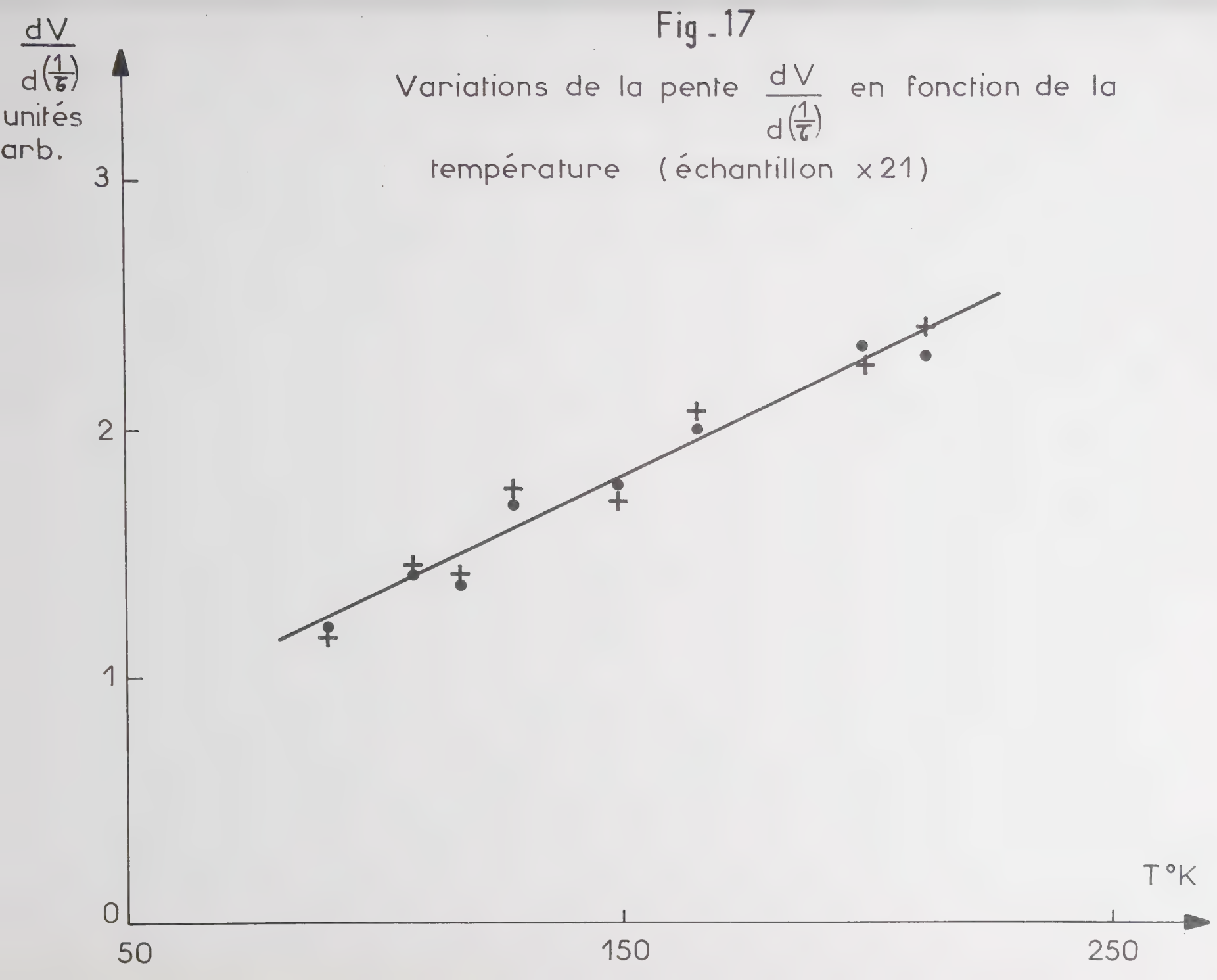


Fig . 17

Variations de la pente $\frac{dV}{d\left(\frac{1}{\tau}\right)}$ en fonction de la température (échantillon x 21)



2. Etude de la position du coude de la caractéristique courant-tension.

Les vitesses de déplacement critiques v_c reportées dans le tableau 8 sont obtenues en multipliant la mobilité de Hall par le champ électrique E_c correspondant au coude de la caractéristique I-V. Ceci n'est qu'une approximation : les porteurs soumis au champ critique se déplacent en réalité à la vitesse $\mu_d E_c$ mais nous ne connaissons pas la valeur précise de la mobilité de déplacement μ_d.

Dans les échantillons orientés selon l'axe X, la vitesse critique v_c est comprise entre 1,96 et $2,63 \times 10^5$ cm/s à 77°K.

Dans les échantillons orientés selon l'axe Y, la vitesse critique est comprise entre 1,10 et $1,35 \times 10^5$ cm/s à 77°K. La seule onde piézoélectriquement active qui se propage selon Y est l'onde polarisée selon X ; sa vitesse ($1,48 \times 10^5$ cm/s à 77°K) est supérieure à la vitesse critique mesurée expérimentalement.

La saturation du courant dans un semiconducteur piézoélectrique a sans doute été observée pour la première fois en 1959 par Kanaï [52] sur un barreau de tellure orienté selon l'axe Z. La vitesse critique déduite de son expérience a pour valeur 4×10^5 cm/s. Sur les échantillons que nous avons utilisés, la saturation était moins brutale que pour les orientations X et Y, d'où une imprécision sur les valeurs de v_d qui sont comprises entre $2,6 \times 10^5$ cm/s et 5×10^5 cm/s.

Référence	Densité de porteurs	Mobilité de Hall	Vitesse de déplacement critique $\mu_H E_c$ (expérimentale)	Vitesse de l'onde sonore piézoélectriquement active		Direction de propagation "hors d'axe"
				selon l'axe (1)	"hors d'axe" (2)	
	$\times 10^{-15} cm^{-3}$	$cm^2/V.s.$	$\times 10^{-5}$ cm/s			
X 10	2	3700	2,37	2,41	$1,34 \pm 0,06$	$\theta_2 = 26° \pm 5°$ et $\varphi_2 = 78° \pm 6°$ et $\theta_2 = -26° \mp 5°$ et $\varphi_2 = 102° \mp 6°$
X 13	1,8	3700	2,31			
X 15	1,5	3560	2,22			
X 20	2,5	4750	2,63			
X 21	1,8	5000	2,40			
X 29	2,6	4500	2,12			
X 30	2	5600	1,96			
X 33	1,9	4550	2,22			
Y 46	1,1	2030	1,10	1,48	$1,24 \pm 0,05$	$\theta_2 = 90° \pm 3°$ et $\varphi_2 = 100° \pm 4°$
Y 47	1,5	3180	1,34			
Y 52	0,6	3800	$1,30 \pm 0,05$			
Z 11	1,7	8000	4,1 à 4,4	aucune onde n'est piézoélectriquement active	$2,08 \pm 0,35$	$\theta_2 = 17° \pm 15°$ et $\varphi_2 = 57° \pm 10°$ et les directions équivalentes
Z 44	0,80	3200	4,5 à 5			
Z 102	0,42	2800	2,6 à 2,9			

Tableau 8 : Caractéristiques des échantillons de type I à 77° K

Nous donnons ci-dessous, à titre de comparaison, les valeurs obtenues par Ishiguro dans des expériences analogues [60] :

Echantillons // X $1,74\times10^5$ cm/s $< v_d <$ $2,35\times10^5$ cm/s ,
" // Y $1,34\times10^5$ cm/s $< v_d <$ $1,85\times10^5$ cm/s ,
" // Z $2,35\times10^5$ cm/s $< v_d <$ $2,55\times10^5$ cm/s .

Dans les expériences réalisées par Ishiguro, la saturation du courant n'est pas franche ; la pente du palier de saturation d(LogI)/d(LogV) est supérieure à 0,2.

3. Etude des domaines de champ électrique intense.

Malgré les précautions prises pour réaliser les amenées de courant, nos échantillons présentent une résistivité plus forte au voisinage des extrémités qu'au centre. La zone perturbée s'étend sur 1 à 3 mm.

Sur les échantillons taillés selon les axes Y ou Z, on observe généralement qu'il se forme un domaine de champ électrique intense à chaque extrémité. Lorsque l'on augmente la différence de potentiel appliquée à l'échantillon, le champ électrique reste voisin de la valeur critique E_c dans la plus grande partie de l'échantillon, l'augmentation de tension sert presque uniquement à faire croître l'étendue des domaines et le champ dans ces domaines. C'est à l'extrémité qui présente la plus forte perturbation de résistivité que se forme le domaine de champ le plus intense ; le champ peut y atteindre une valeur 20 fois supérieure à celle que l'on observe dans la partie centrale (Fig. 18a et 18b).

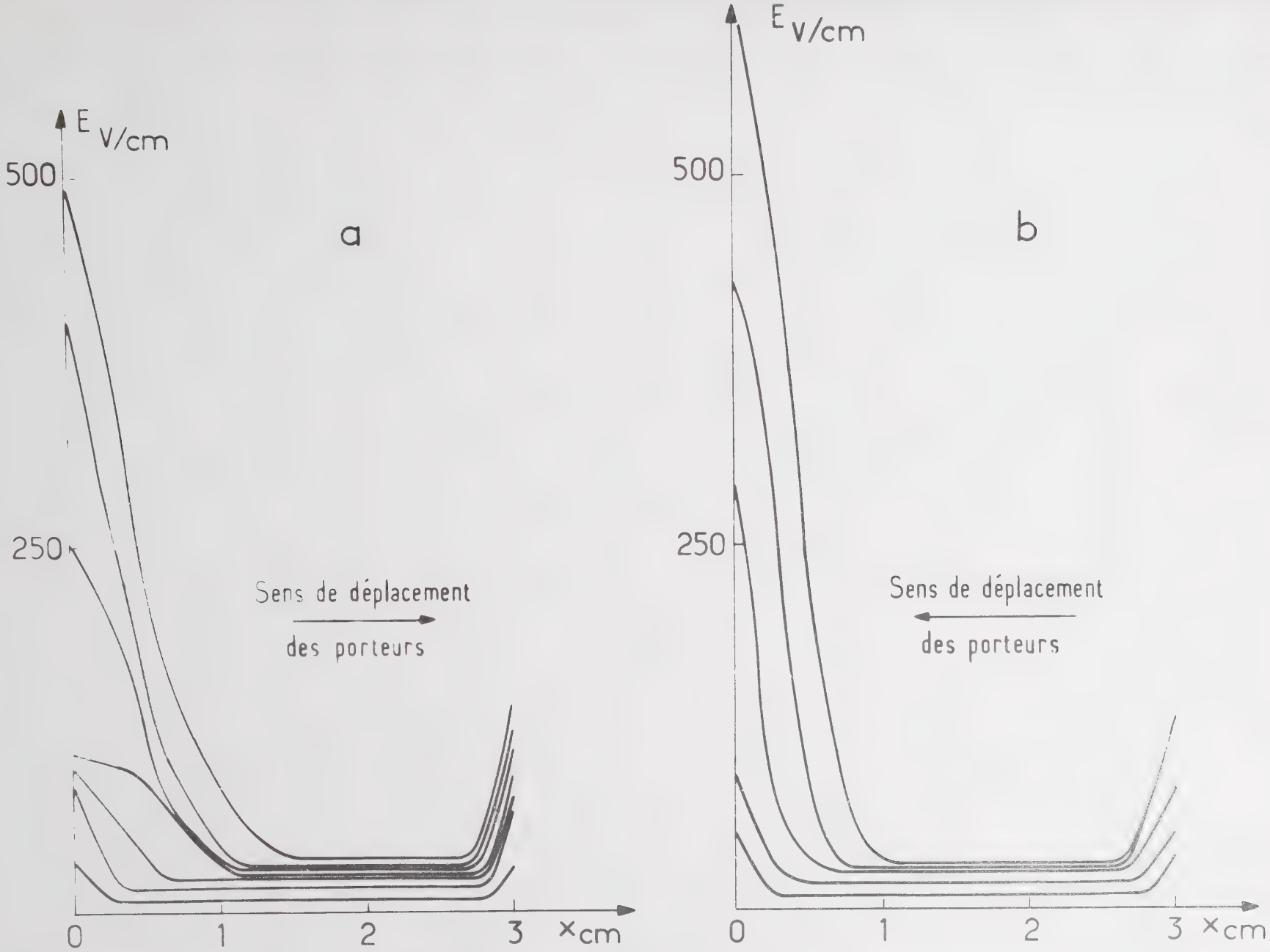


Fig. 18 – Répartition du champ électrique (Echantillon ×30). Les courbes successives correspondent aux valeurs suivantes de l'intensité du courant a) 1,05A – 2,25A – 3,35A – 3,7A – 4,1A – 4,7A – 5,2A b) 1A – 2,25A – 3,6A – 4,2A – 5A

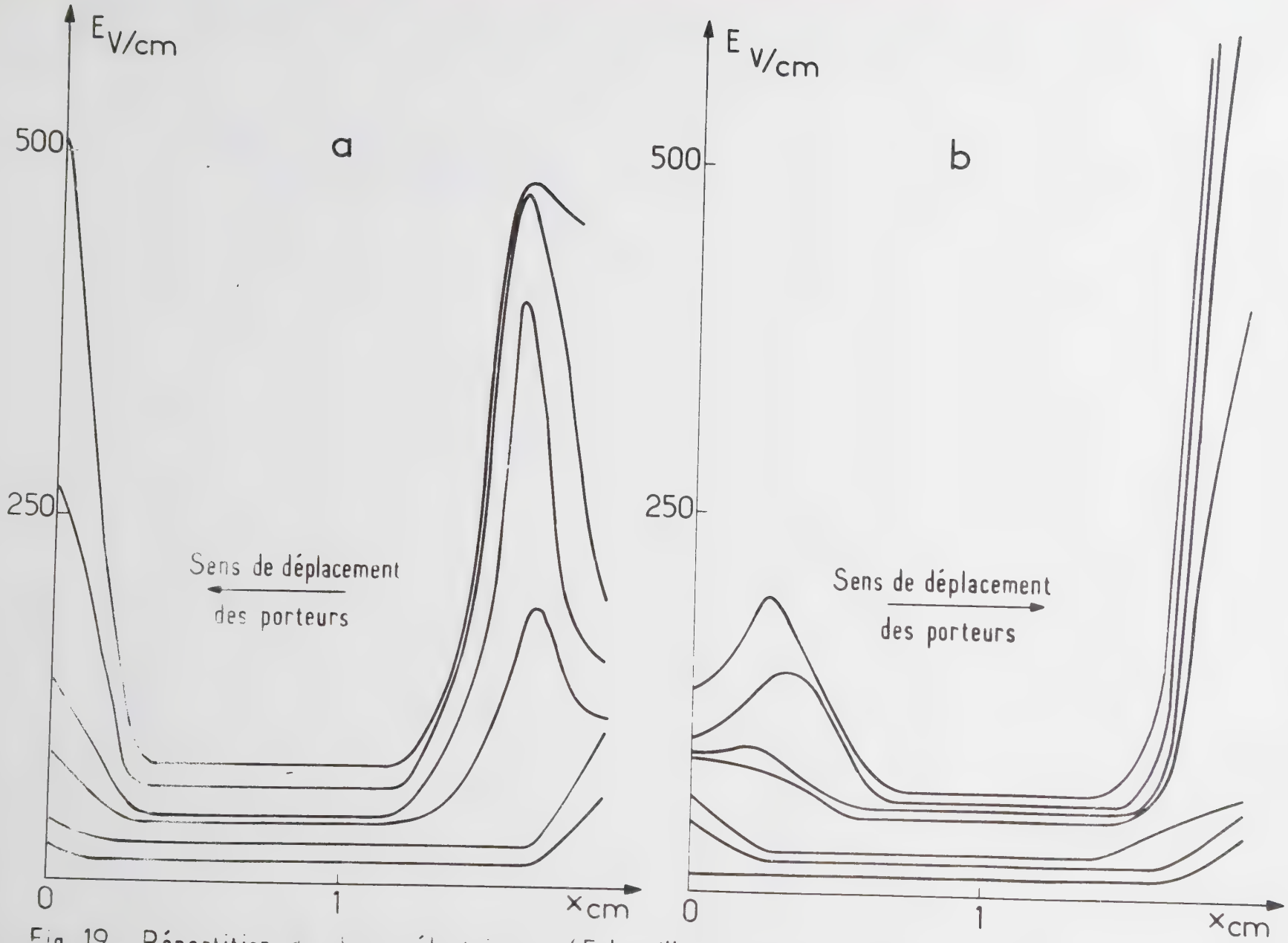


Fig. 19 – Répartition du champ électrique (Echantillon × 29) – Les courbes successives correspondent aux valeurs suivantes de l'intensité du courant a) 1,4 A – 2,6A – 4,2A – 4,5A – 4,9A – 5,3A b) 1,2A – 2,2A – 3,3A – 4,6A – 4,7A – 5A – 5,2A

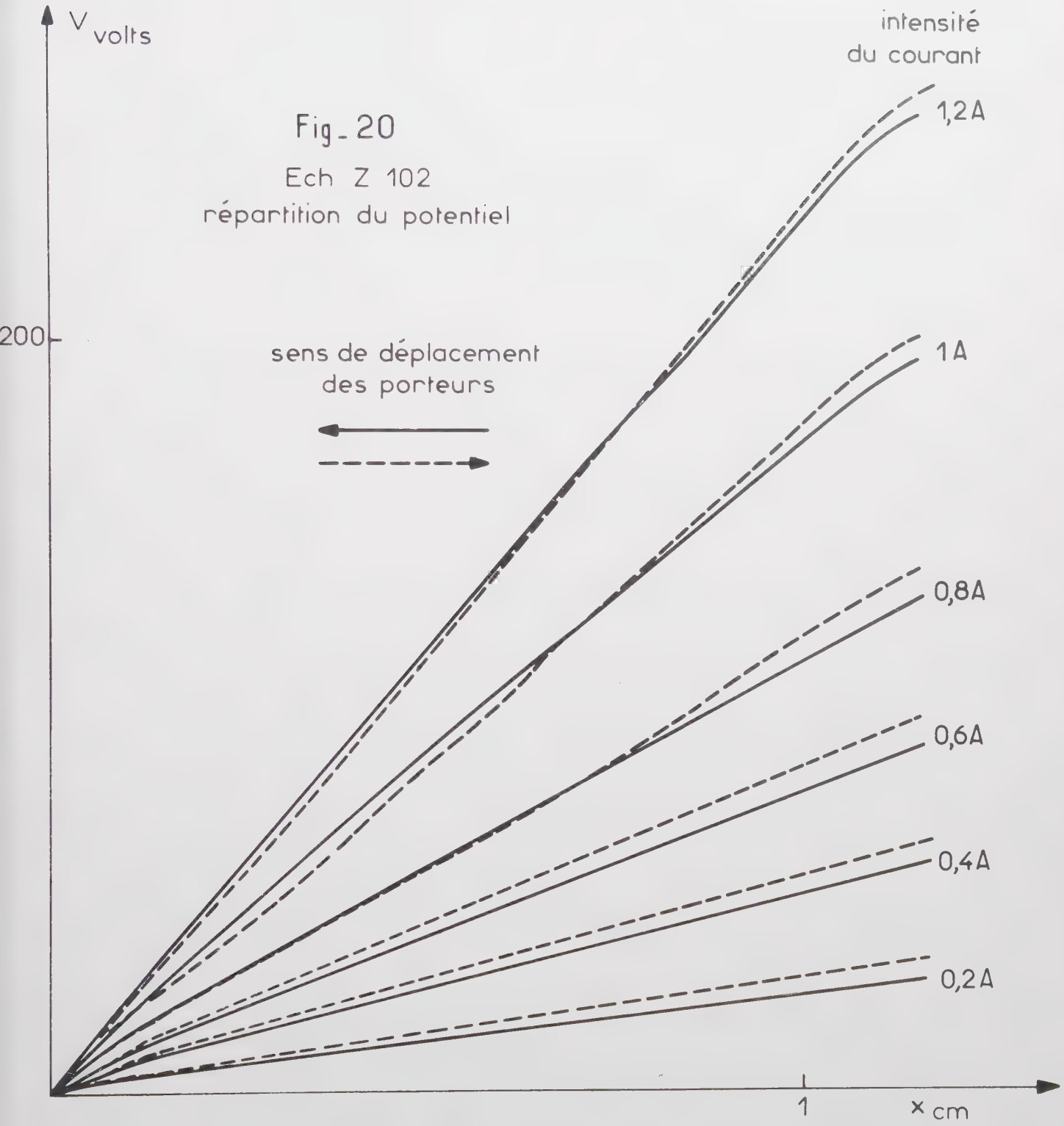


Fig. 20

Ech Z 102

répartition du potentiel

L'influence du sens du champ électrique appliqué est importante. Si l'extrémité où se forme le domaine principal sert de cathode, le champ est plus intense et le domaine moins étendu que si elle sert d'anode. On observe d'autre part sur certains échantillons (Fig.19) que la position du maximum de champ électrique est déplacée dans le sens de déplacement des porteurs.

Dans les échantillons orientés selon l'axe Z (Fig.20), on n'observe pas d'inhomogénéité importante du champ électrique, même lorsque celui-ci atteint une valeur double de celle qui correspond au coude de la caractéristique courant-tension.

4. Etude du champ transverse et du champ de Hall.

Sur des échantillons orientés selon X ou selon Y, nous avons observé que, lorsque le champ électrique longitudinal dépasse sa valeur critique (coude dans la caractéristique courant-tension), il apparaît un champ électrique transverse. Nous avons représenté sur les figures 21 et 22 les résultats obtenus respectivement pour les échantillons X.33 et Y.52. La valeur du champ transverse peut dépasser le dixième de celle du champ longitudinal.

Par contre, si l'on mesure le champ de Hall, on n'observe, généralement, pas d'anomalies : le champ de Hall reste sensiblement proportionnel à l'intensité du courant même dans la région de saturation. Une exception est cependant visible sur la figure 22 où pour l'un des sens du courant on observe une décroissance du champ de Hall lorsque le champ électrique longitudinal dépasse sa valeur critique.

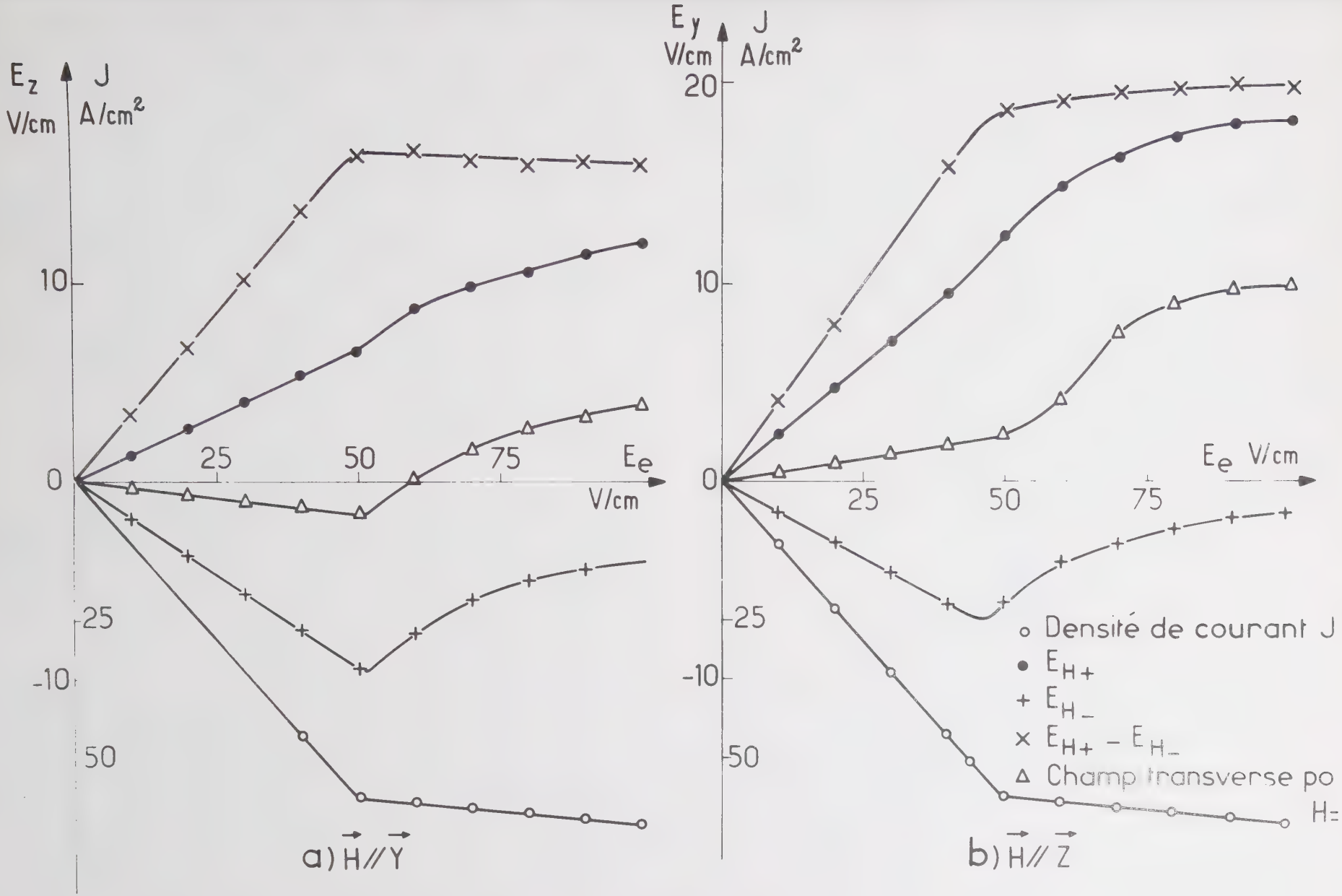


Fig. 21 (Echantillon x 33)

Variations du champ transverse, du champ de Hall et de la densité de courant en fonction du champ électrique longitudinal E_l $H = 4600$ gauss

Fig.22a

(Echantillon Y 52)

Variations de l'intensité du courant et du champ transverse avec le champ longitudinal

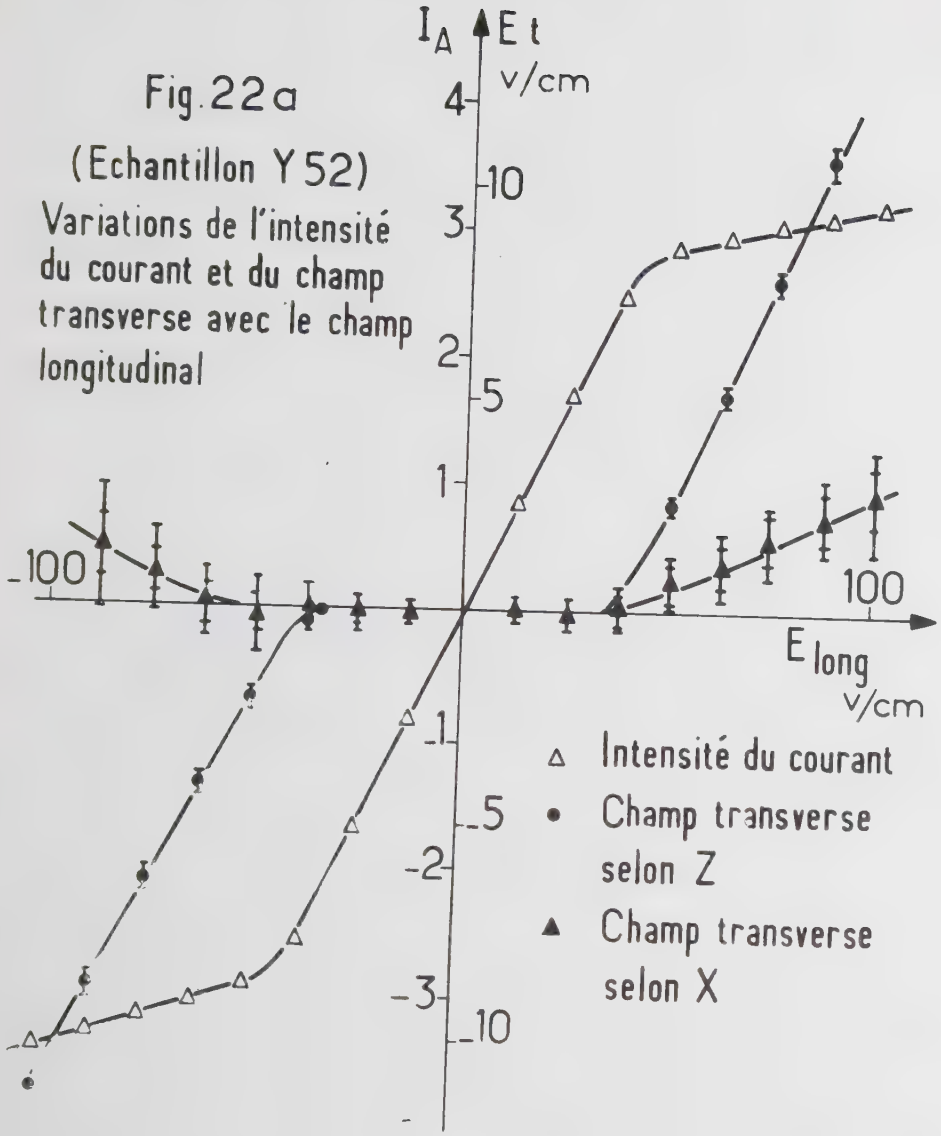
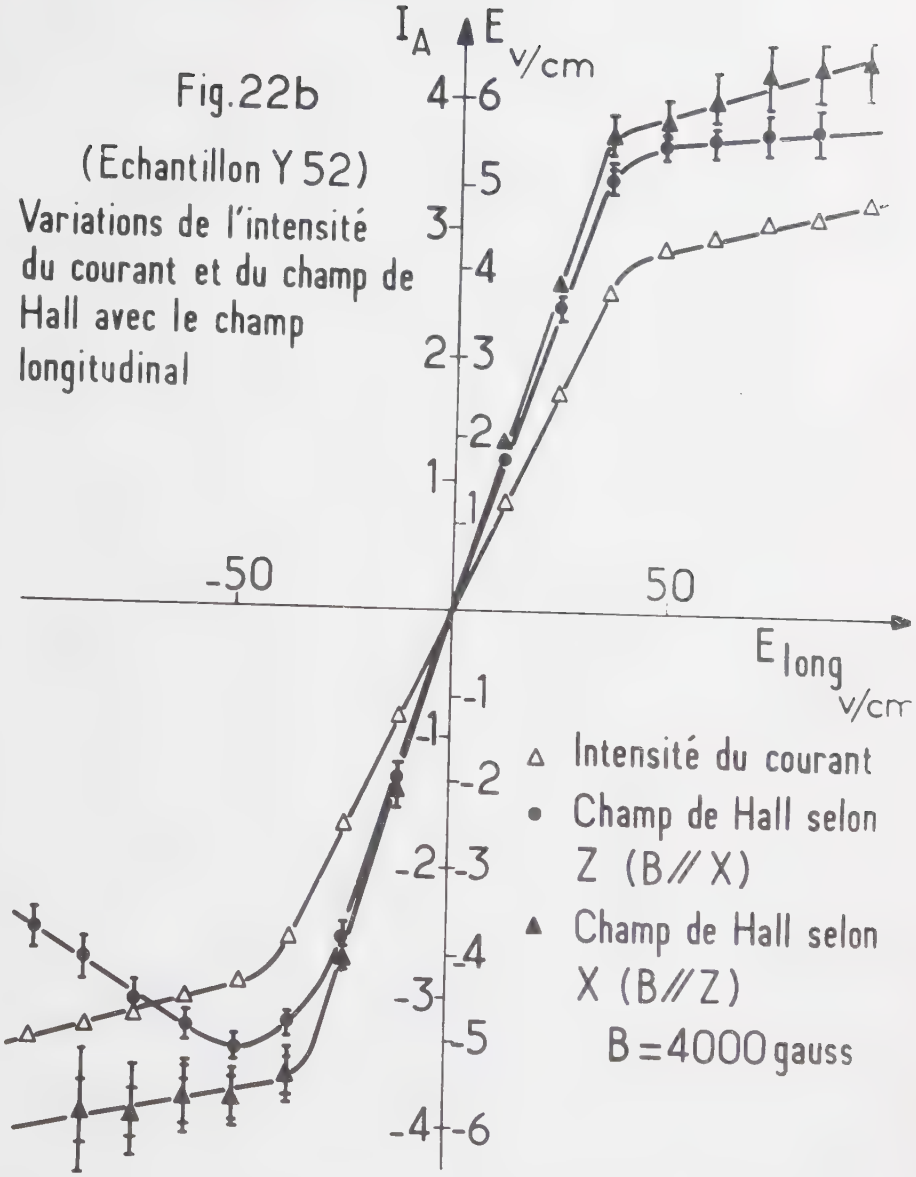


Fig.22b

(Echantillon Y 52)

Variations de l'intensité du courant et du champ de Hall avec le champ longitudinal



Sur la figure 22 nous avons représenté les barres d'erreur ; on remarque que l'imprécision des mesures est assez grande. Il est très difficile d'améliorer la précision, car nous déterminons expérimentalement la différence entre ces tensions mesurées sur deux sondes latérales placées de part et d'autre de l'échantillon, et cette différence est au maximum de l'ordre de 10% de ces tensions. Les deux tensions sont d'abord transmises à un diviseur dont chaque branche est étalonnée à 0,5% près, puis à un amplificateur différentiel.

5. Cas d'un échantillon inhomogène.

L'échantillon Y.104 qui est fortement inhomogène a fait l'objet d'une étude particulière (Fig.23). Cet échantillon peut être divisé approximativement en deux régions : une région de résistivité élevée et une région de faible résistivité (ceci est nettement visible dans les figures 23a et 23b sur les courbes qui correspondent à une intensité de courant de 0,4 A). Nous allons étudier les deux sens de déplacement des porteurs.

a) Les porteurs se déplacent de la région fortement résistante à la région plus conductrice. Le domaine se forme au voisinage de la frontière des deux régions. Pour une intensité de courant de 1,8 A, nous obtenons :

- champ électrique maximum : 150 V/cm ;
- position de ce maximum : x = 0,53 cm ;
- largeur du domaine à mi-hauteur : 0,35 cm .

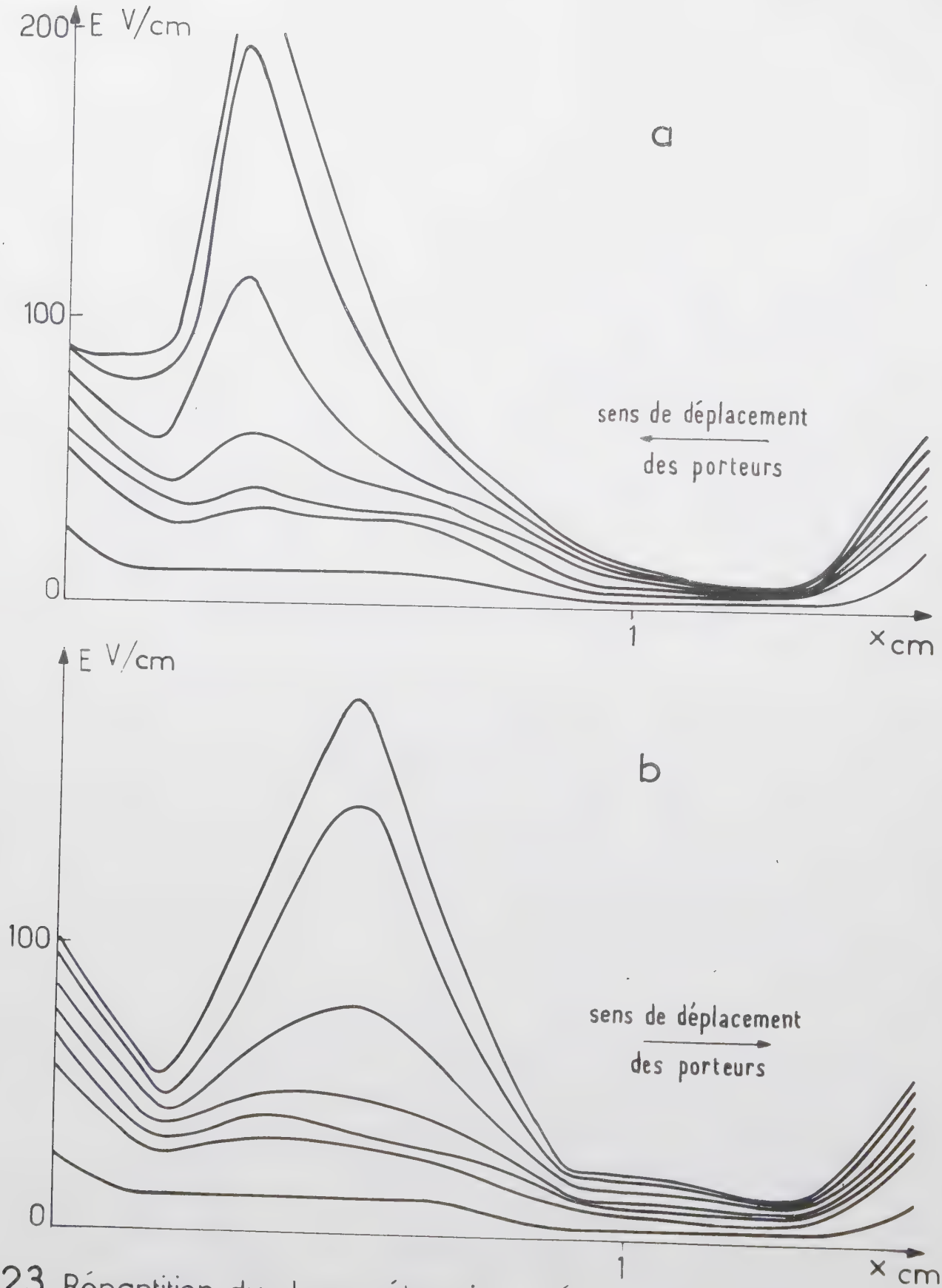


Fig.23 Répartition du champ électrique (échantillon Y 104)
Les courbes successives correspondent aux valeurs suivantes de l'intensité du courant
0,4A - 1A - 1,2A - 1,4A - 1,6A - 1,8A - 1,9A

b) Les porteurs se déplacent dans l'autr
Le domaine est déplacé vers l'extrémité fortement résistante qui sert de cathode dans ce cas. Il est plus étroit champ y est plus intense. On obtient pour la même intensité au courant :

- champ électrique maximum : 195 V/cm ;
- position de ce maximum : x = 0,61 cm ;
- largeur du domaine à mi-hauteur : 0,24 cm

6. Interprétation des résultats.

Nous utiliserons ici les résultats obtenus au chapitre I.§3 ; nous avons alors exposé deux hypothèses extrêmes que nous rappelons ici :

1°/ Il ne faut tenir compte que de l'onde acoustique piézoélectriquement active se propageant selon la direction du champ électrique $\vec{E}_o$ appliqué.
2°/ Les seules ondes qui interviennent de manière appréciable sont celles qui sont les mieux amplifiées.

Nous avons calculé alors les vitesses critiques de déplacement des porteurs déduites de chacune de ces hypothèses lorsque le champ électrique est appliqué selon l'un des axes X, Y ou Z. Ces vitesses et les directions (θ_2,φ_2) des ondes les mieux amplifiées ont été reportées dans le tableau 8. Nous allons interpréter successivement les résultats obtenus pour chaque orientation du champ $\vec{E}_o$.

$\vec{E}_o//X$ - Dans ce cas (cf. tableau 2 chapitre I), la valeur du coefficient d'amplification est très élevé

Ceci explique que l'on observe un temps d'incubation très court ($\lesssim 1\ \mu s$). Nous avons calculé au chapitre III.§ III la pente du palier de saturation dans ce cas et nous obtenions : $tg\ \delta = 0{,}003$. On prévoit donc un palier de saturation sensiblement horizontal : expérimentalement on observe effectivement une caractéristique courant-tension comportant un palier extrêmement plat.

En ce qui concerne la vitesse critique de déplacement des porteurs v_c à 77°K, elle est généralement légèrement inférieure à la vitesse v_{11} de l'onde acoustique piézoélectriquement active qui se déplace selon X (onde longitudinale, hypothèse 1). L'influence de l'amplification des modes "hors d'axe" sur les propriétés de ces échantillons est donc sans doute importante : on peut en effet expliquer aisément une vitesse de déplacement des porteurs supérieure à la vitesse de l'onde sonore active (comportement quasi-ohmique lorsque le flux acoustique amplifié est peu intense : chapitre III, § III.4 ; influence des pertes acoustiques : chapitre III, § III.6), mais il est impossible d'expliquer le phénomène inverse.

Au-delà du seuil de saturation du courant, nous avons observé l'apparition d'un champ électrique transverse $\vec{E}_t$ selon les directions Y et Z. Ce phénomène ne peut lui aussi s'interpréter que si l'on attribue aux modes "hors d'axe" un rôle important. On peut en effet admettre en première approximation que :

$$\vec{J}_{total} = \sigma\vec{E} - \vec{J}_{ac} \ ,$$

$$\vec{J}_{total} \ // \vec{X} \ ,$$

$\vec{J}_{ac} \ // \vec{k}$ vecteur d'onde de l'onde acoustique ,

$[\vec{E}-(\vec{J}/\sigma)]$ doit donc être parallèle à $\vec{k}$. Pour l'orientation que nous étudions, il existe deux directions où l'amplification est maximum et ces directions sont symétriques par rapport à X (cf. chapitre I, § III) :

$$(\theta_{2X} = 26° \pm 5° \quad , \quad \varphi_{2X} = 78° \pm 6°)$$

et

$$(\theta'_{2X} = -26° \mp 5° \quad , \quad \varphi'_{2X} = 102° \mp 6°) \quad .$$

Si le flux acoustique se propageant selon ces deux directions est le même, on ne doit donc pas observer de champ électrique transverse. Si, en raison d'inhomogénéités de résistivité ou de défauts dans l'échantillon, ces flux ne sont pas égaux, le courant acoustoélectrique $\vec{J}_{ae}$ sera située dans un plan passant par l'axe X et sa direction sera comprise à l'intérieur de l'angle formé par les directions précédentes. La précision sur la détermination de cette direction à partir des résultats expérimentaux (Fig.21) est très mauvaise, contrairement à ce que nous avions indiqué précédemment [11] et l'on obtient :

$$\theta < 5° \quad , \quad \varphi = 85° \pm 5° \quad .$$

Nous pouvons enfin comparer la répartition du champ électrique mesuré expérimentalement (Fig. 18 et 19) à celle que prévoit la théorie non linéaire exposée au chapitre précédent.

La répartition du champ électrique prévue doit comporter un domaine de champ intense à la cathode; dans ce domaine la variation du champ électrique doit être linéaire en fonction de l'abscisse, il doit y avoir une région de transition peu étendue et tout le reste de l'échantillon doit rester soumis à un champ électrique voisin de la valeur critique qui correspond au coude de la caractéristique

courant-tension. L'observation des répartitions de champ expérimentales montre que cette théorie est bien satisfaite qualitativement à une exception près cependant : on observe généralement un domaine à chaque extrémité de l'échantillon. Ce désaccord s'explique assez aisément si l'on remarque, comme nous l'avons signalé, que la résistivité des extrémités est plus grande que celle du reste de l'échantillon. Il vaut mieux alors considérer l'échantillon comme inhomogène et lui appliquer les résultats du chapitre III.§ IV. On peut alors expliquer certaines particularités observées sur la figure 23 : le domaine de haut champ électrique est situé à l'extrémité si les porteurs se déplacent vers elle; il est situé à la limite de la zone de forte résistivité s'ils se déplacent en sens inverse.

L'accord quantitatif entre la théorie et l'expérience est assez mauvais en ce qui concerne la largeur des domaines et le champ électrique maximum. On prévoit, par exemple, pour une tension appliquée égale à 1,5 fois sa valeur critique, l'existence d'un domaine de largeur 30 μ et un champ maximum égal à 300 fois le champ critique. On observe dans ces conditions un domaine dont la largeur est de l'ordre du millimètre et où le champ n'atteint qu'une dizaine de fois la valeur critique. On peut donner à ce désaccord trois explications possibles :

- les inhomogénéités observées aux extrémités auront pour effet d'élargir le domaine ;
- les conditions d'application de la théorie utilisée sont beaucoup moins bien réalisées dans le cas d'un corps fortement piézoélectrique et fortement conducteur comme le tellure que dans celui du CdS photoconducteur (cf. chapitre III.§ III);

- enfin, nous avons montré ci-dessus que les modes "hors d'axe" doivent avoir une grande influence sur les propriétés observées. Des modes acoustiques les mieux amplifiés font un angle supérieur à 30° avec l'axe de l'échantillon et il est alors prévisible que les domaines observés pourront avoir des largeurs de l'ordre de grandeur des dimensions transverses des échantillons.

$E_0 // Y$ - Pour cette orientation, le coefficient d'amplification est aussi très grand (tableau 2, chapitre I).

On observe, comme dans le cas précédent, un temps d'incubation très court (le courant n'atteint pas la valeur ohmique) et un palier de saturation très plat.

La vitesse critique de déplacement des porteurs est voisinede celle qui correspond à l'amplification de modes "hors d'axe" (hypothèse 2 ; cf. tableau 8). Elle est inférieure à la vitesse de l'onde transverse piézoélectriquement couplée qui se propage selon Y.

L'intervention des modes "hors d'axe" est certainement prépondérante, car on observe un champ électrique transverse très intense (Fig.22). Pour ce type d'échantillon, nous avons montré (chapitre I, § 3) que l'on doit observer le maximum d'amplification dans la direction $\vec{k}_Y$:

$$\theta_2 = 90° \pm 3° \quad , \quad \varphi_2 = 100° \pm 4° \quad .$$

En première approximation, selon cette hypothèse,

$$\vec{E} - \frac{\vec{J}}{\sigma} = - \frac{\vec{J}_{ac}}{\sigma} // \vec{k}_Y \quad .$$

La direction de $(\vec{E} - \frac{\vec{J}}{\sigma})$ est déduite des résultats représentés sur la figure 22. On obtient :

$$(\theta = 92° \pm 2° \quad , \quad \varphi = 102° \pm 30')$$

et

$$(\theta = 87°30' \pm 1°30' \ , \ \varphi = 104°20' \pm 50')$$

pour les deux sens du courant.

A la précision des mesures près, cette direction est bien celle où l'amplification est maximum.

Sur ces échantillons on observe des domaines de champ électrique intense mais ces domaines sont généralement plus larges (plusieurs millimètres) que lorsque $\vec{E}_0$ est parallèle à X et le champ y atteint des valeurs moins élevées (de l'ordre de 300 V/cm).

Dans le cas de l'échantillon fortement inhomogène que nous avons étudié au § II.3, la théorie simple des phénomènes acoustoélectriques non linéaires permet de prévoir la formation d'un domaine de champ électrique intense à l'extrémité où se trouve la zone de forte résistivité dans le cas où les porteurs se déplacent vers cette extrémité. Pour l'autre sens du courant, on prévoit un double domaine à la limite des deux zones avec changement de sens du champ électrique. Les domaines devraient avoir une largeur de l'ordre de quelques dizaines de microns.

Ces prévisions ne sont pas vérifiées expérimentalement (Fig.23). Le domaine est beaucoup plus large et le champ électrique y est beaucoup moins intense que prévu. On n'observe pas de renversement de sens du champ électrique. Le domaine se déplace cependant dans le même sens que

les porteurs lorsqu'on inverse le sens du courant, ce qui est conforme aux prévisions.

Une trop grande distance des sondes utilisées pour mesurer la répartition du champ électrique ne peut suffire à expliquer ce désaccord, car cette distance est très petite devant l'étendue du domaine.

$E_o // Z$ - Dans cette direction et par raison de symétrie, aucun des modes qui se propagent selon l'axe de l'échantillon n'est piézoélectriquement couplé.

Nous avons calculé au chapitre I le coefficient d'amplification en tenant compte des modes "hors d'axe". Ce coefficient est beaucoup plus faible que pour les directions précédentes. Ceci permet d'expliquer qualitativement les résultats suivants :

- la saturation est moins nette que pour les autres échantillons ;
- le temps d'incubation est plus long et le courant passe par la valeur ohmique pendant un certain temps avant d'atteindre la valeur de saturation (Fig.14d);
- la répartition du champ électrique reste pratiquement homogène (Fig.20) ;
- la vitesse critique de déplacement des porteurs est supérieure à celle qui correspond à des ondes acoustiques se dirigeant selon une direction d'amplification maximum. Ces directions sont les suivantes :

$$\theta_2 = 17° \pm 15° + n.60° \quad , \quad \varphi_2 = 57° \pm 10° \quad .$$

L'angle θ est très mal défini, car les variations du coefficient d'amplification en fonction de θ présentent un maximum

assez plat ; θ varie d'autre part beaucoup avec le champ électrique appliqué (cf. chapitre I, § III). Il y a 5 autres directions équivalentes à (θ_2, φ_2) et par raison de symétrie le champ transverse doit être nul si aucune inhomogénéité ni aucun défaut ne vient rompre cette symétrie. Nous avons tenté de mesurer le champ transverse sur l'échantillon Z.102 ; le résultat obtenu était différent selon le sens du courant et la valeur très faible mesurée peut être attribuée aux erreurs expérimentales.

III. ETUDE DES OSCILLATIONS DU COURANT - DOMAINE MOBILE.

1. Amplitude et forme des oscillations.

Lorsque la vitesse de déplacement des porteurs dépasse celle du son, on a observé des oscillations du courant dans la plupart des semiconducteurs piézoélectriques : CdS [54], ZnO [55], GaAs [56][57], GaSb [57], InAs [57], etc.

Les expériences décrites ci-dessous ont été effectuées sur des échantillons de tellure taillés parallèlement à l'axe X et portés à la température de l'azote liquide. Les caractéristiques des échantillons étudiés ont été reportés dans le tableau 9 où sont données successivement pour chaque échantillon la densité de porteurs **p**, la mobilité de Hall μ_H, la longueur L, la période T des oscillations du courant, la valeur du rapport L/T et la vitesse de déplacement v_d des domaines de champ électrique intense.

	$p \times 10^{-15} (cm^{-3})$	μ_H (cm^2/V.s.)	L (cm)	T (μ s)	$\frac{L}{T}$ (10^5cm/s)	V_d (10^5cm/s)
X 3	2,5	4910	1,30	7,1	1,81	
X 7	1,9	4860	1,84	11,7 à 13,7	1,35 à 1,57	
X 8	1,2	1680	1,72	11,7	1,47	~1,5
X 9	2,0	5600	3,00			1,8
X 35	1,4	2650	3,64	22,6 à 24,6	1,48 à 1,61	1,[illegible] à 1,6
X 49	1,7	4800	1,75	10,8	1,62	1,6

Tableau 9

Caractéristiques des échantillons du type II à 77°K

Sur la figure 24 nous avons reproduit les oscillations du courant et celles du champ électrique longitudinal mesuré entre deux sondes. Au voisinage du seuil d'oscillation, et pour des échantillons relativement courts, on observe des oscillations presque sinusoïdales. Pour des échantillons plus longs, les maxima d'oscillations se présentent sous forme de pics. Lorsque la tension appliquée devient beaucoup plus grande que la tension critique, il apparaît des maxima secondaires (Fig.24a).

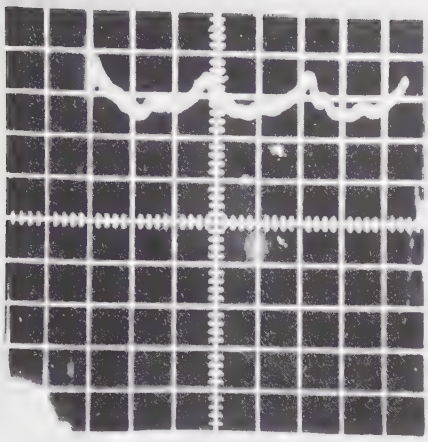
L'amplitude relative de l'oscillation du courant peut atteindre 40%. Nous avons représenté sur la figure 25 la caractéristique courant-tension de l'échantillon X.49. On y remarque que :

- la valeur minimum du courant reste pratiquement constante quelle que soit la tension appliquée ;
- la valeur maximum atteinte par le courant à l'établissement est inférieure à la valeur ohmique mais supérieure à celle que l'on obtient lors des oscillations suivantes ;
- l'amplitude des oscillations du courant se sature très vite lorsque l'échantillon est soumis à des tensions croissantes.

Nous avons pu observer des oscillations du courant qui persistaient sans amortissement notable durant plusieurs dizaines de périodes.

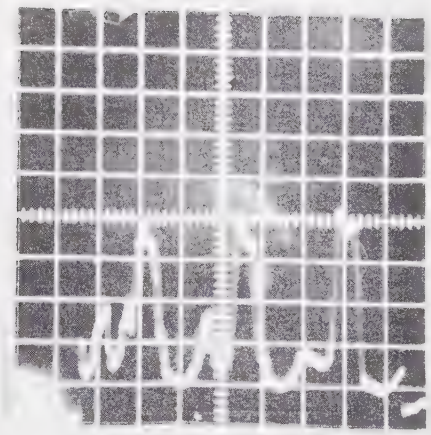
2. Etude de la propagation des domaines, vitesse de déplacement.

Les oscillations du courant sont associées à la propagation d'un domaine de champ électrique intense qui quitte

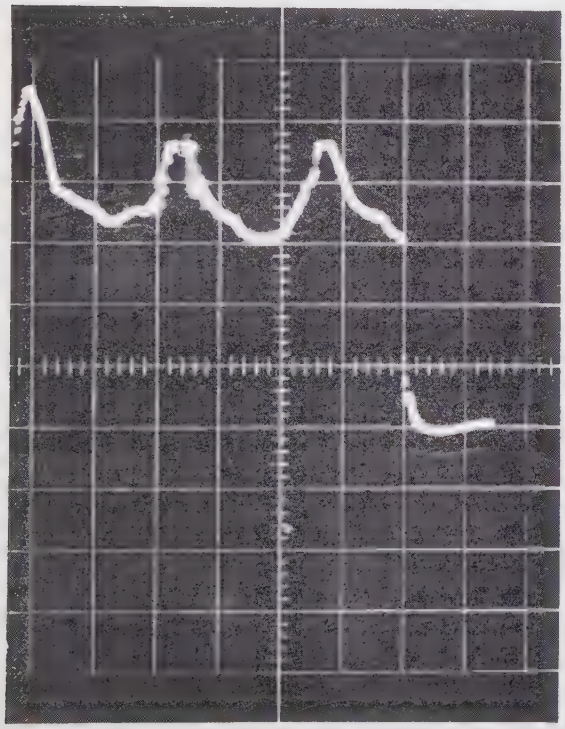


a) Echantillon X 35 b)

Horiz. : 10 µs par grande division
Vert. : 0,5 A " " "

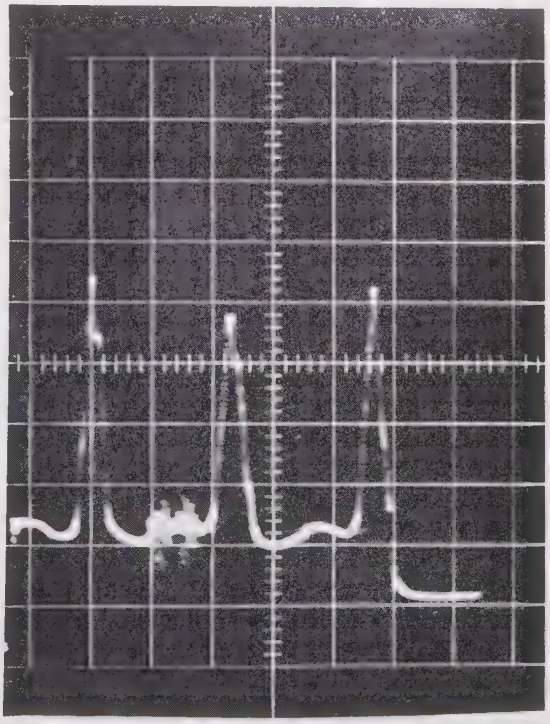


Horiz. : 10 µs par grande division
Vert. : 30 V/cm " " "



c) Echantillon X 49 d)

Horiz. : 5 µs par grande division
Vert. : 0,6 A " " "



Horiz. : 5 µs par grande division
Vert. : 30 V/cm " "

Figure 24

Oscillations du courant (a et c)
et oscillations du champ électrique mesuré entre deux sondes voisines (b et d).

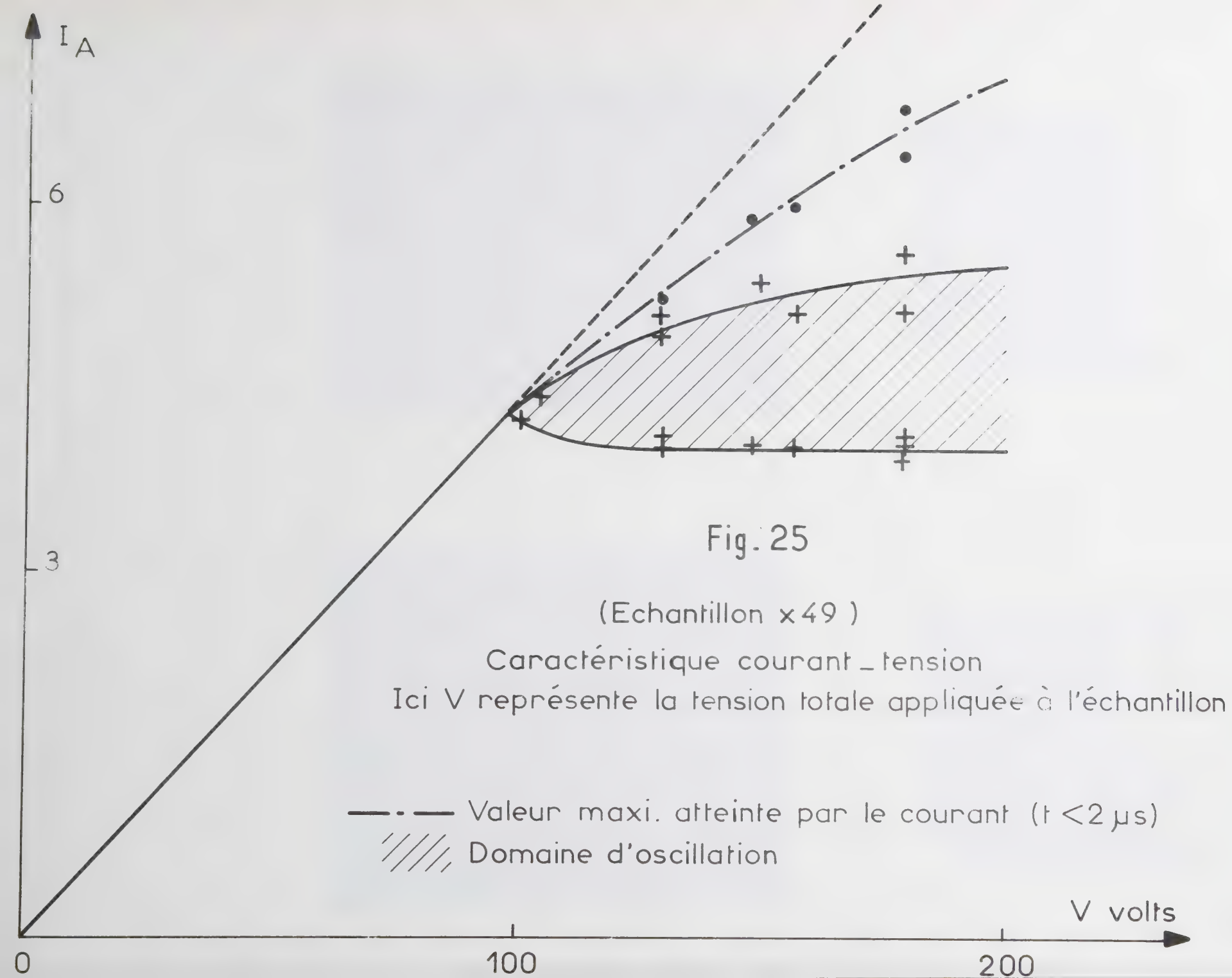


Fig. 25

(Echantillon x49)

Caractéristique courant_tension

Ici V représente la tension totale appliquée à l'échantillon

l'anode après un certain "temps d'incubation" et [illegible] vers la cathode à la vitesse v_d. La largeur du domaine est de l'ordre de 1 à 5 mm. Lorsque ce domaine disparaît à la cathode, un nouveau domaine se forme à l'anode ; c'est à cet instant que le courant atteint sa valeur maximum (Fig.26). Aucune perturbation du champ électrique se propageant de l'anode vers la cathode n'a été observée.

Les répartitions du potentiel et du champ électrique dans l'échantillon X.27 en cours d'oscillation ont été représentées sur les figures 26 et 27. Dans le cas de cet échantillon, il existe en plus du domaine mobile un domaine fixe de fort champ électrique à chaque extrémité.

Lorsqu'on augmente la tension appliquée à l'échantillon, le "temps d'incubation" diminue, le champ électrique dans le domaine augmente seul tandis que le reste de l'échantillon reste soumis à un champ constant voisin du champ critique.

On peut observer (Fig. 28a et 28b) l'apparition d'un second domaine d'amplitude moins importante. Lorsque l'on applique une tension de 400 V à l'échantillon (Fig.28a), le domaine représenté en pointillé n'effectue qu'un seul parcours et disparaît ensuite ; pour une tension plus élevée (450 V, Fig.28b), il se reforme comme le domaine principal et peut donner lieu à un maximum secondaire du courant visible sur la figure 24a.

La vitesse de déplacement des domaines est constante durant tout le parcours (Fig. 28a et 29). Pour les différents échantillons étudiés, la valeur de cette vitesse a été reportée dans le tableau 9 :

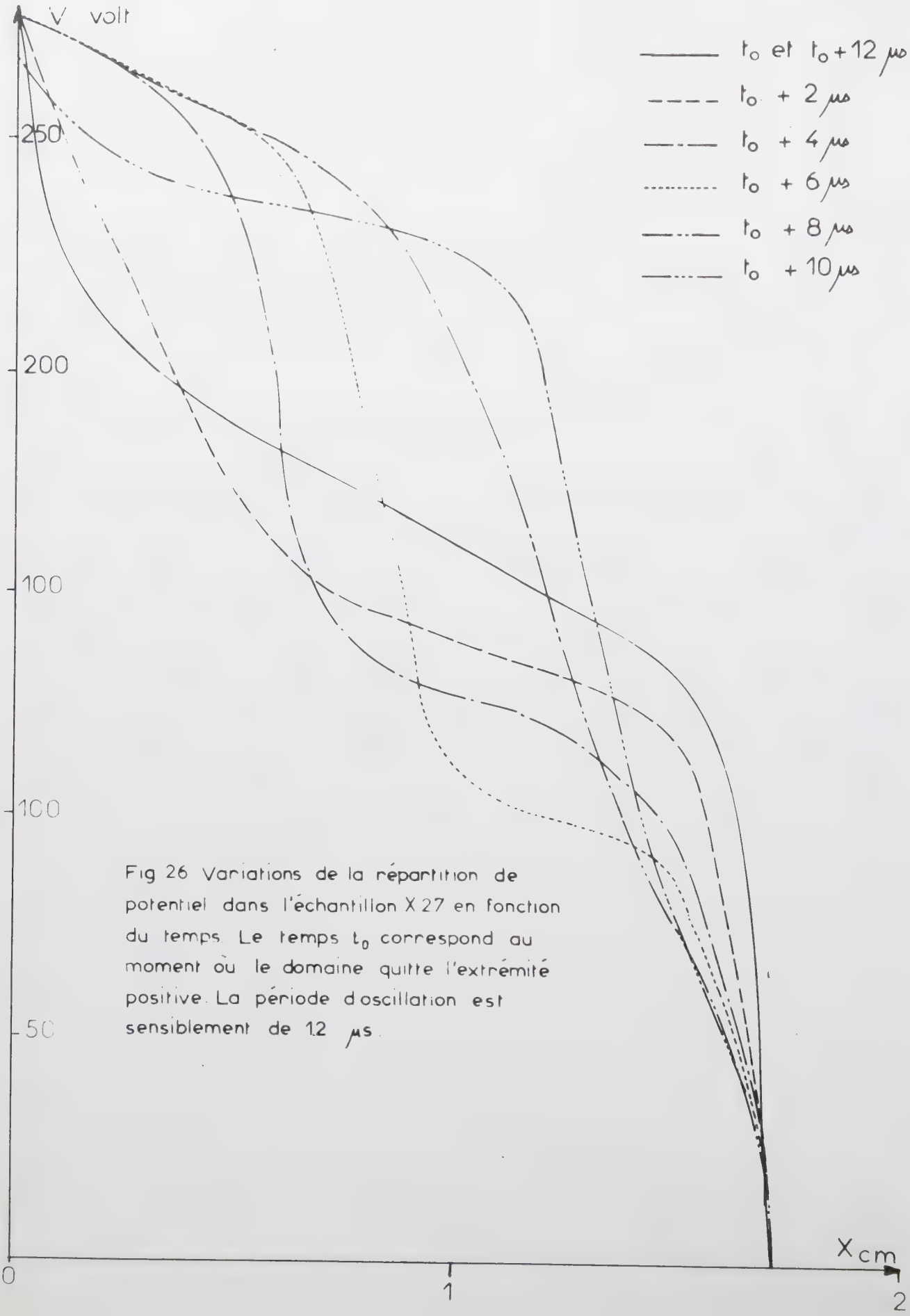


Fig 26 Variations de la répartition de potentiel dans l'échantillon X 27 en fonction du temps. Le temps t_0 correspond au moment où le domaine quitte l'extrémité positive. La période d'oscillation est sensiblement de 1.2 µs.

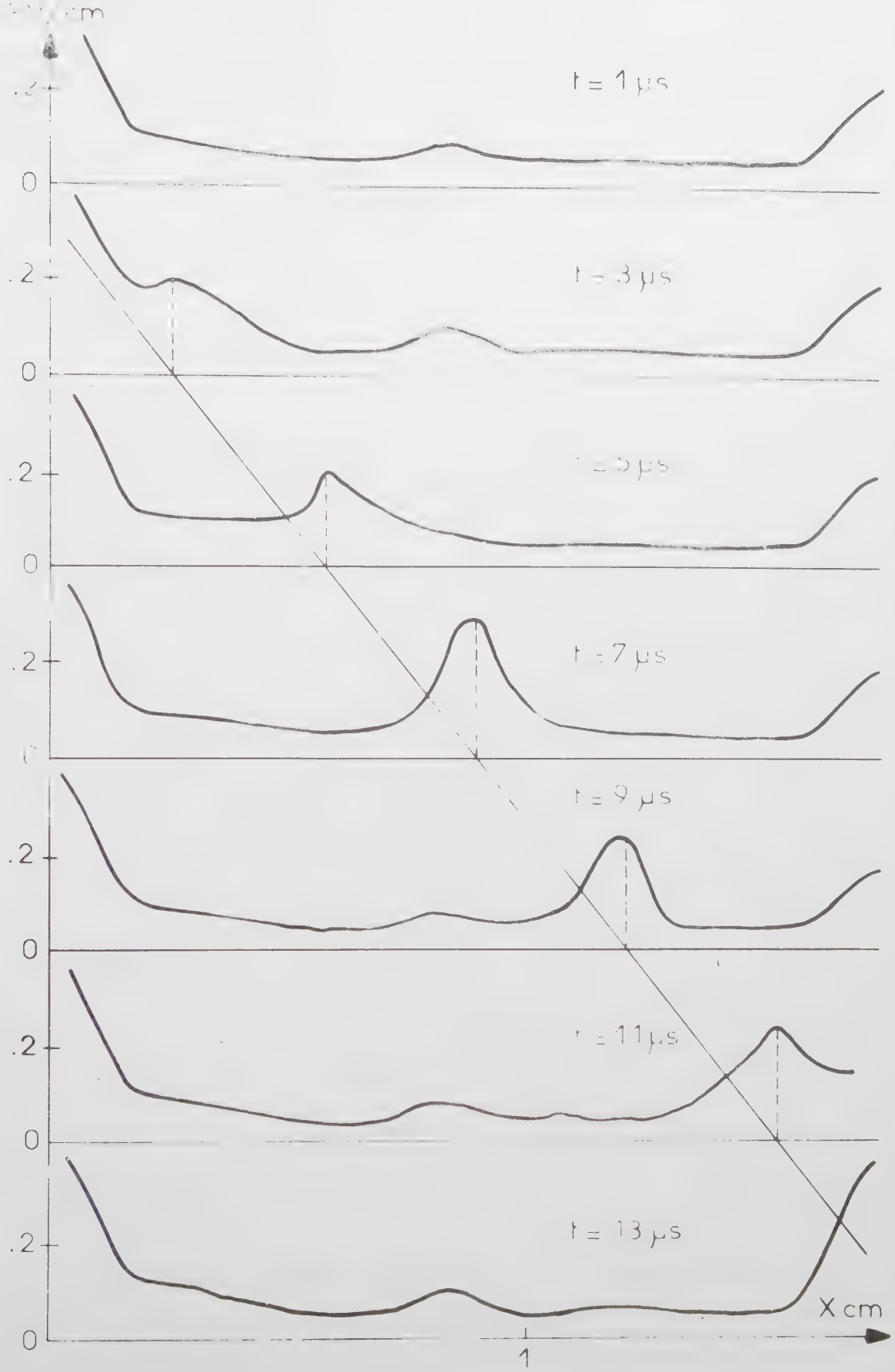


Fig. 27 Déplacement du domaine de champ électrique intense (échantillon x 49)

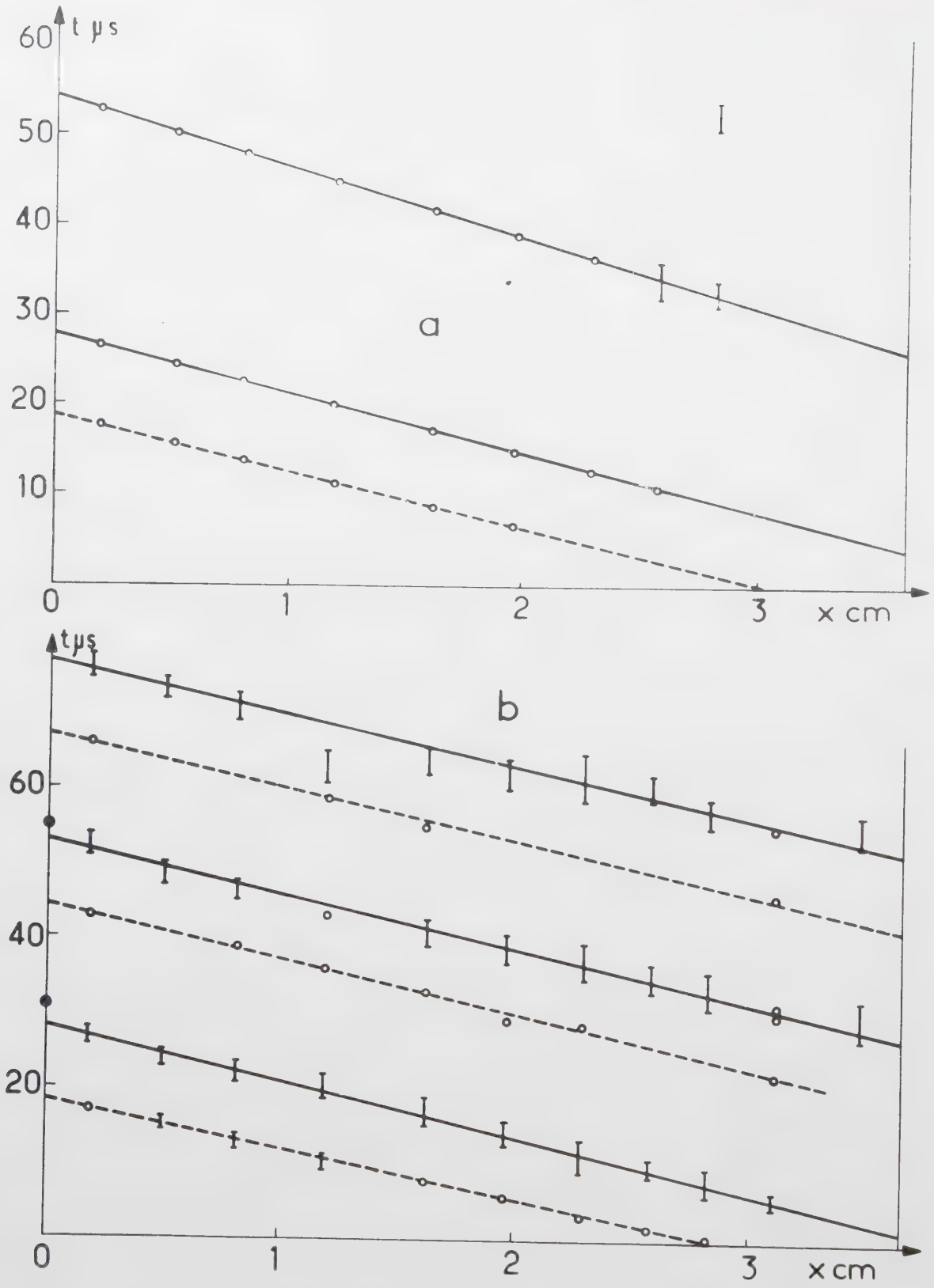
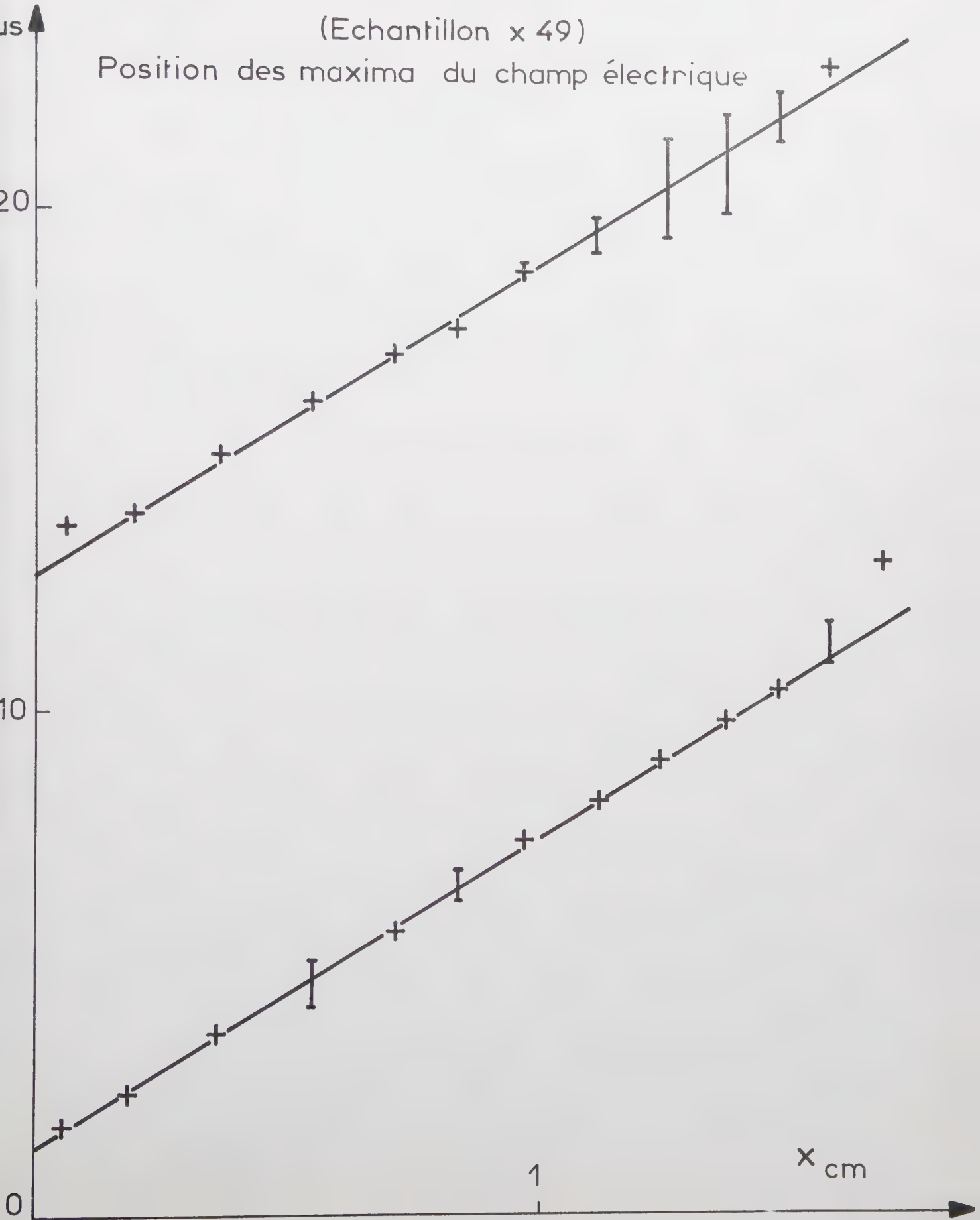


Fig. 28 (Echantillon × 35) _ Position des maximas de champ électrique. Chaque point de la courbe a pour ordonnée l'instant où le maximum de champ électrique se trouve au point repéré en abcisse. Les instants où se produisent des maxima du courant sont représentés sur l'axe des ordonnées

Tension appliquée a) 400 V b) 450 V

Fig. 29


(Echantillon x 49)
Position des maxima du champ électrique
us
20
10
0
1
x cm

$$v_d = (1,55 \pm 0,25).10^5 \text{ cm/s} ,$$

$$\frac{L}{T} = (1,58 \pm 0,23).10^5 \text{ cm/s} .$$

Les deux hypothèses exposées au chapitre I permettent de prévoir pour cette vitesse les valeurs suivantes :

- Hypothèse 1 : L'onde piézoélectriquement active qui se propage selon X est l'onde longitudinale de vitesse

$$v_{11} = 2,41 \times 10^5 \text{ cm/s} .$$

- Hypothèse 2 : La composante v_X selon X de la vitesse de phase du mode acoustique "hors d'axe" le mieux amplifié a pour valeur

$$v_{1X} = (1,34 \pm 0,06).10^5 \text{ cm/s}$$

Seule cette dernière hypothèse permet donc de rendre compte des résultats expérimentaux.

Sur l'échantillon X.49 nous avons observé une modulation du champ électrique. La trace sur l'oscilloscope se présentait sous forme de pointillés visibles sur la photo 24. Nous n'avons pu déterminer si cette modulation correspondait à une fréquence parasite (64 MHz) ou à une structure du domaine en forme de paliers de largeur 25 µ et de hauteur 0,5 V.

3. Propagation d'un domaine incliné.

Sur l'échantillon X.49 nous avons placé des sondes très rapprochées sur les différentes faces latérales et ceci nous a permis d'étudier en détail la propagation du domaine. Nous avons observé un changement de signe de la différence de potentiel mesurée entre deux sondes situées de part et d'autre de l'échantillon sans que le même phénomène ne se produise pour deux sondes situées du même côté.

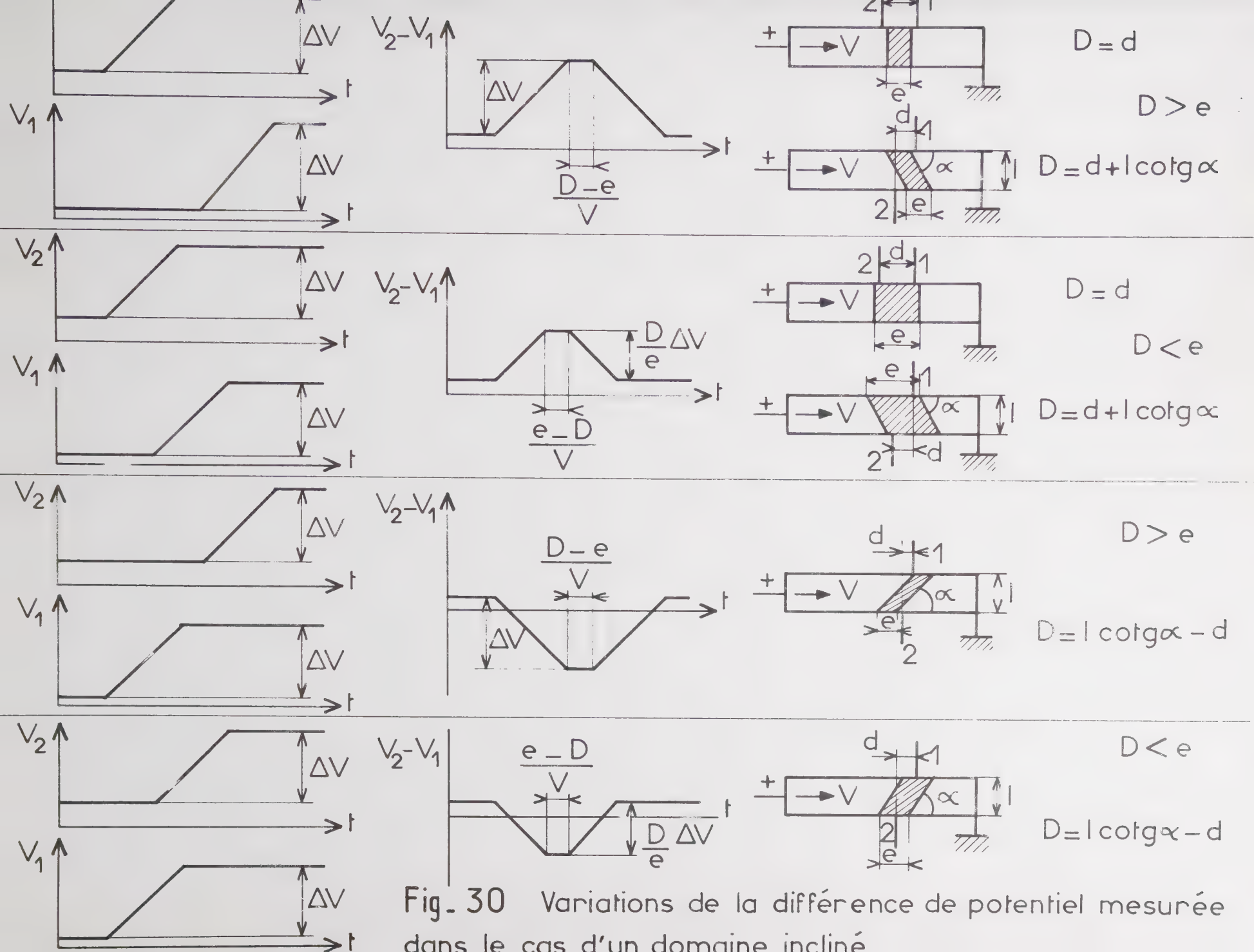


Fig. 30 Variations de la différence de potentiel mesurée dans le cas d'un domaine incliné

La figure 30 où nous avons représenté pour simplifier la propagation d'un domaine de champ constant, montre que ce résultat expérimental ne peut s'expliquer que si le domaine qui se propage est incliné. Si l'on supposait par exemple que le domaine est analogue à ceux que l'on observe dans le CdS inhomogène (domaine double avec changement de signe du champ électrique ; cf. Annexe 2), on devrait observer des variations de la différence de potentiel analogues quelle que soit la position des sondes utilisées.

De l'amplitude des variations de tension, de leur polarité et de leur durée, nous avons déduit la direction de la normale au domaine :

$$\theta = 28° \pm 6° \quad , \quad \varphi = 71° \pm 3° \quad .$$

Pour ce type d'échantillon, les directions où l'amplification est maximum sont les suivantes (cf. Chapitre I, § III, ou chapitre IV, tableau 8) :

$$(\theta = 26° \pm 5° \quad , \quad \varphi = 78° \pm 6°)$$

et

$$(\theta = -26° \mp 5° \quad , \quad \varphi = 102° \mp 6°) \quad .$$

A la précision des mesures expérimentales près, la normale au domaine est donc bien orientée selon l'un de ces directions.

CONCLUSION

Nous avons mis au point une méthode de résonance électromécabique adaptée aux matériaux piézoélectriques fortement conducteurs. Cette méthode nous a permis de mesurer la constante piézoélectrique d_{11} du tellure. La valeur du coefficient de couplage électromécanique correspondant classe le tellure parmi les corps les plus fortement piézoélectriques.

L'étude des phénomènes acoustoélectriques nous a permis d'observer selon les échantillons :

- Soit la saturation brutale du courant lorsque la vitesse des porteurs dépasse celle du son. Il se forme alors un domaine où le champ électrique peut atteindre plusieurs dizaines de fois la valeur du champ critique E_c.

- Soit des oscillations du courant qui peuvent se maintenir sans amortissement notable durant plusieurs dizaines de périodes. Ces oscillations sont liées au déplacement d'un domaine de champ électrique élevé qui se forme au voisinage de l'anode, se déplace à la vitesse du son dans le même sens que les porteurs et disparaît à la cathode.

L'anisotropie des phénomènes observés (valeurs du champ critique E_c, vitesse de déplacement des domaines, champ électrique transverse, propagation d'un domaine incliné) ne peut s'expliquer que dans l'hypothèse où ce sont les modes acoustiques les mieux amplifiés qui sont responsables des phénomènes non linéaires, même si leur vecteur d'onde n'est pas parallèle au courant.

Nous avons développé une théorie simple des phénomènes non linéaires dans le cas où un régime stationnaire est atteint. Le courant acoustoélectrique est lié au flux acoustique par la relation de Weinreich et nous supposons que ce flux est formé du bruit thermique amplifié. Ce calcul permet de prévoir la saturation du courant et les conditions de formation de domaines de champ électrique élevé.

Le tellure est un corps particulièrement utile pour l'étude des phénomènes acoustoélectriques. Les propriétés non linéaires y sont très importantes en raison de la grande valeur de son coefficient de couplage électromécanique (la plus élevé parmi les semi-conducteurs usuels).

Annexe 1

Bridgman [60] avait mesuré seulement 5 des 6 coefficients d'élasticité s_{ijkl} du tellure. Il était impossible d'en déduire les 6 constantes de rigidité élastique indépendantes C_{ijkl} et par conséquent les variations de la vitesse du son dans le tellure en fonction de la direction de propagation. Nous avons mesuré en collaboration avec J.L. Malgrange les 6 constantes élastiques indépendantes et étudié leurs variations entre 100°K et 300°K.

I. Propagation des ondes acoustiques dans un cristal de la classe 32.

Nous utiliserons dans ce qui suit la notation matricielle à la place de la notation tensorielle (cf. J.F. Nye [58]).

La matrice des constantes de rigidité élastique C_{ij} des cristaux de la classe 32 a la forme suivante :

$$(C_{ij}) = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & -C_{14} & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ C_{14} & -C_{14} & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & C_{14} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{14} & (C_{11}-C_{12})/2 \end{bmatrix} \quad (1)$$

La solution des équations de l'élasticité a été donnée par Christoffel [59] dans le cas d'un cristal infini quelconque où se propagent des ondes planes.

Si (l,m,n) sont les cosinus directeurs de la normale $\vec{\xi}$ au plan d'onde et (α,β,γ) ceux de la vitesse d'un point de ce plan, les équations de l'élasticité peuvent s'écrire :

$$\left|\begin{array}{l} \rho \dfrac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} = \lambda_{11} \dfrac{\partial^2 u_1}{\partial \xi^2} + \lambda_{12} \dfrac{\partial^2 u_2}{\partial \xi^2} + \lambda_{13} \dfrac{\partial^2 u_3}{\partial \xi^2} \quad , \\ \rho \dfrac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} = \lambda_{12} \dfrac{\partial^2 u_1}{\partial \xi^2} + \lambda_{22} \dfrac{\partial^2 u_2}{\partial \xi^2} + \lambda_{23} \dfrac{\partial^2 u_3}{\partial \xi^2} \quad , \\ \rho \dfrac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} = \lambda_{13} \dfrac{\partial^2 u_1}{\partial \xi^2} + \lambda_{23} \dfrac{\partial^2 u_2}{\partial \xi^2} + \lambda_{33} \dfrac{\partial^2 u_3}{\partial \xi^2} \quad , \end{array}\right. \qquad (2)$$

où u_1, u_2, u_3 sont les composantes du déplacement $\vec{u}$.

Dans chaque direction (l,m,n) trois ondes acoustiques peuvent se propager. Les vecteurs propres de la matrice (λ_{ij}) déterminent la polarisation des trois ondes par leurs cosinus directeurs (α,β,γ) ; les trois valeurs propres C_i de cette matrice sont reliées aux vitesses v_i de l'onde correspondante par la relation

$$C_i = \rho\, v_i^2 \qquad (\rho = \text{masse volumique du cristal}) \qquad (3)$$

Pour la classe 32, les expressions des coefficients λ_{ij} en fonction des C_{ij} sont les suivantes :

$$
\begin{aligned}
\lambda_{11} &= l^2 C_{11} + m^2 \frac{C_{11}-C_{12}}{2} + n^2 C_{44} + 2mnC_{14} \\
\lambda_{22} &= l^2 \frac{C_{11}-C_{12}}{2} + m^2 C_{11} + n^2 C_{44} - 2mnC_{14} \\
\lambda_{33} &= (l^2+m^2) C_{44} + n^2 C_{33} \\
\lambda_{12} &= lm \frac{C_{11}+C_{12}}{2} + 2nlC_{14} \\
\lambda_{13} &= 2mlC_{14} + ln(C_{13}+C_{44}) \\
\lambda_{23} &= (l^2-m^2) C_{14} + mn(C_{13}+C_{44})
\end{aligned}
\qquad (4)
$$

Nous allons étudier en détail les ondes acoustiques qui se propagent selon les axes X, Y et Z et selon la bissectrice de $\widehat{YOZ}$. Cette étude a été utilisée pour la mesure des constantes élastiques et l'étude des phénomènes acousto-électriques.

1. Propagation selon l'axe X ($l = 1$; $m = n = 0$).

Dans cette direction se propagent :

- une onde longitudinale de vitesse $(C_{11}/\rho)^{1/2}$, (5)
- deux ondes transverses de vitesses :

$$
V_{1\pm} = \sqrt{\frac{\frac{C_{11}-C_{12}+2C_{44}}{2} \pm \left\{\left(\frac{C_{11}-C_{12}+2C_{44}}{2}\right)^2 + 4\left[C_{14}^2 - C_{44}\left(\frac{C_{11}-C_{12}}{2}\right)\right]\right\}^{1/2}}{2\rho}} \qquad (6)
$$

et de polarisations respectives :

$$
(\gamma/\beta)_{1\pm} = \frac{1}{2C_{14}} \left\{C_{44} \pm \left[\left(\frac{C_{11}-C_{12}}{2} - C_{44}\right)^2 + 4C_{14}^2\right]^{1/2}\right\} . \qquad (7)
$$

2. Propagation selon l'axe Y ($l = n = 0$; $m = 1$).

Dans cette direction se propagent :

- une onde transverse de vitesse $\left[\frac{C_{11}-C_{12}}{2\rho}\right]^{1/2}$, (8)

polarisée selon X,

- deux ondes mixtes de vitesses

$$\sqrt{\frac{C_{11}+C_{44} \pm \left[(C_{11}-C_{44})^2+4C_{14}^2\right]^{1/2}}{2\rho}} \qquad (9)$$

et de polarisations respectives

$$(\gamma/\beta) = \frac{-C_{44} \mp \left[(C_{11}-C_{44})^2+4C_{14}^2\right]^{1/2}}{2C_{14}} \quad . \qquad (10)$$

3. Propagation selon l'axe Z.

Les ondes qui se propagent sont :

- une onde longitudinale de vitesse $(C_{33}/\rho)^{1/2}$, (11)
- deux ondes transverses de vitesse $(C_{44}/\rho)^{1/2}$. (12)

En d'autres termes, une onde transversé de polarisation quelconque peut se propager.

4. Propagation selon la bissectrice de $\widehat{YOZ}$ ($l = 0$; $m = 1/\sqrt{2}$; $n = \pm 1/\sqrt{2}$).

Dans cette direction se propagent :

- une onde transverse pure, de vitesse

$$V_t = \sqrt{\frac{C_{11}-C_{12}+2C_{44}+4\varepsilon|C_{14}|}{4\rho}} \qquad (13)$$

polarisée selon X,

- deux ondes mixtes dont les vitesses V_m et $V_{m'}$ sont les solutions de l'équation :

$$(\rho v^2 - \frac{C_{11}+C_{44}-2\varepsilon|C_{14}|}{2})(\rho v^2 - \frac{C_{33}+C_{44}}{2}) = \frac{1}{4}(C_{44}+C_{13}-\varepsilon|C_{14}|)^2 \quad . \qquad (14)$$

ε a été introduit ici pour tenir compte du fait que nous ne connaissons que $|C_{14}|$ et que nous ne savons pas distinguer la direction ($l = 0$; $m = n = 1/\sqrt{2}$) de la direction ($l = 0$; $m = 1/\sqrt{2}$; $n = -1/\sqrt{2}$).

5. Application à la mesure des constantes C_{ij}.

Les constantes C_{11}, C_{33}, C_{44} et $(C_{11}-C_{12})$ sont déduites directement de (5), (11), (12), (8).

La valeur absolue de la constante C_{14} est calculée à partir des vitesses V_{1+} et V_{1-} (équation 6) :

$$C_{14}^2 = (\frac{C_{11}-C_{12}}{2})^2 - (\rho V_{1+}^2)(\rho V_{1-}^2) \quad . \qquad (15)$$

Enfin, C_{13} est déduit des mesures de V_t et V_m ou $V_{m'}$. La valeur de V_t donne le signe de ε et l'on peut alors calculer C_{13} en portant V_m ou $V_{m'}$ dans l'équation (14).

II. Dispositif expérimental.

Nous avons utilisé la méthode des échos ultrasonores [61]. Les faces de l'échantillon sont parallèles et ont subi un polissage optique. Le couplage entre le tellure et le transducteur de quartz (coupe X ou Y selon la polarisation

désirée) est assurée par une couche mince de salol (entre 250°K et 300°K), de glycérine (entre 120°K et 250°K) ou de graisse aux silicones (au-dessous de 150°K).

Le montage électrique est représenté figure 31. Il diffère légèrement du montage classique puisqu'ici l'impulsion est fournie au transducteur à travers l'échantillon de tellure. Dans le cas de corps suffisamment conducteurs, il fournit des échos beaucoup mieux définis que les montages usuels.

Sur la figure 32 est reproduite la photographie d'un train d'échos ultrasonores obtenus sur un échantillon de tellure.

Le temps séparant un certain nombre d'échos ultrasonores est mesuré à l'aide d'un oscilloscope Tektronix 545 dont on utilise la base de temps retardée. L'étalonnage de cette base de temps est contrôlé à l'aide d'un signal de fréquence connue.

Pour mesurer les variations de la vitesse du son en fonction de la température, nous avons utilisé un deuxième oscilloscope identique fonctionnant en balayage retardé. Le signal de synchronisation fourni par le premier oscilloscope déclenche le second. On amène un écho au point de départ de chaque balayage et on lit alors directement le temps séparant ces échos sur la base de temps étalonnée.

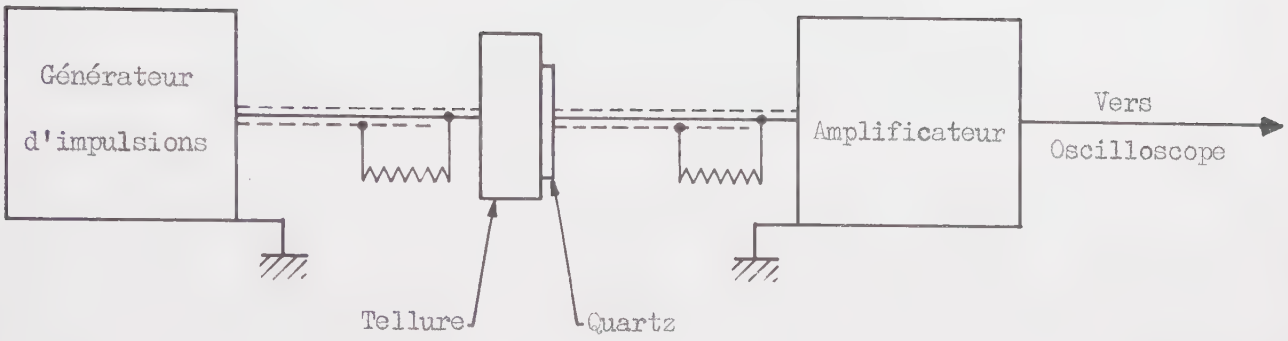


Fig. 31 : Dispositif expérimental

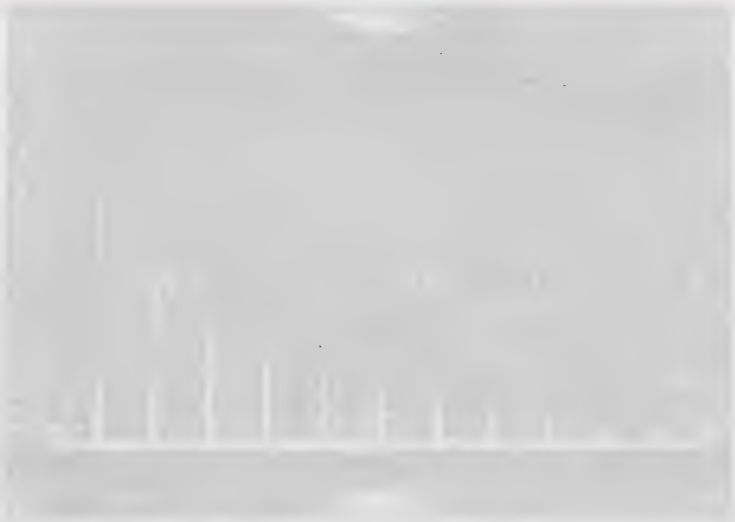


Fig. 32 : Echos ultrasonores

III. Résultats expérimentaux.

1. Valeur des constantes de rigidité élastique et des coefficients d'élasticité à la température ordinaire (~ 20°C).

Elles sont données dans les deux tableaux suivants [62] :

$C_{11} = 3,26\times10^{10}$ N/m^2	$S_{11} = 56,2\times10^{-12}$ m^2/N
$C_{12} = 0,86\times10^{10}$ "	$S_{12} = -14,6\times10^{-12}$ "
$C_{13} = 2,49\times10^{10}$ "	$S_{13} = -14,4\times10^{-12}$ "
$\lvert C_{14}\rvert = 1,24\times10^{10}$ "	$\lvert S_{14}\rvert = 28,1\times10^{-12}$ "
$C_{33} = 7,22\times10^{10}$ "	$S_{33} = 23,8\times10^{-12}$ "
$C_{44} = 3,12\times10^{10}$ "	$S_{44} = 54,4\times10^{-12}$ "

Tableau 10

Les constantes C_{ij} sont déduites des mesures de vitesse du son (cf. §I) ; les coefficients d'élasticité S_{ij} sont calculés en inversant la matrice des C_{ij} [58].

Bridgman [60] avait mesuré en 1925 cinq des coefficients d'élasticité : s_{11}, s_{12}, s_{13}, s_{33} et s_{44}. Nous comparons dans le tableau suivant les résultats de ses mesures et les valeurs déduites de nos résultats expérimentaux.

	Bridgman	Valeurs déduites du tableau 1
$s_{11}+s_{12}+s_{13}$	$28,0\times10^{-13}$ m^2/N	$27,3\times10^{-13}$ m^2/N
$2s_{13}+s_{33}$	$-4,2\times10^{-13}$ "	$-4,9\times10^{-13}$ "
s_{33}	$24,4\times10^{-13}$ "	$23,8\times10^{-13}$ "
s_{13}	$-12,2\times10^{-13}$	$-14,4\times10^{-13}$ "
s_{12}	$-6,85\times10^{-13}$ "	$-14,6\times10^{-13}$ "
s_{33}	$23,7\times10^{-13}$ "	$23,8\times10^{-13}$ "
s_{44}	$56,8\times10^{-13}$ "	$54,4\times10^{-13}$ "
s_{44}	$59,4\times10^{-13}$ "	$54,4\times10^{-13}$ "

Tableau 11

La précision sur les mesures des constantes élastiques C_{ij} par la méthode des échos est de l'ordre de 1%. Cela entraîne une précision de l'ordre de 3% sur les coefficients élastiques s_{ij}. L'accord entre les mesures de Bridgman et les nôtres est satisfaisant, sauf pour le coefficient s_{12}. Bridgman a mesuré ce coefficient indépendamment des autres et sur un seul échantillon. Uneerreur sur sa valeur ne se répercute donc pas sur les autres résultats.

2. Variations des constantes de rigidité élastique C_{ij} avec la température [63].

Ces constantes ont été mesurées dans la gamme de température 77°K-300°K. Dans tous les cas, nous avons observé une variation linéaire des constantes C_{ij} en fonction de la température. Les valeurs obtenues sont résumées dans le tableau suivant où T représente la température absolue.

$$C_{11} = (3,76-1,65\times10^{-3}T).10^{10} \text{ N/m}^2$$
$$C_{12} = (0,924-0,23\times10^{-3}T).10^{10} \text{ "}$$
$$C_{13} = (2,88-1,29\times10^{-3}T).10^{10} \text{ "}$$
$$|C_{14}| = (1,43-0,645\times10^{-3}T).10^{10} \text{ "}$$
$$C_{33} = (7,85-2,10\times10^{-3}T).10^{10} \text{ "}$$
$$C_{44} = (3,55-1,43\times10^{-3}T).10^{10} \text{ "}$$

Tableau 12

La précision des mesures absolues des vitesses du son est de l'ordre de 0,5% ; l'erreur relative sur leurs variations est également de 0,5%. Dans tous les calculs des constantes élastiques nous avons supposé que la masse volumique du tellure peut être considérée comme constante dans la gamme de température étudiée :

$$\rho = 6,25\times10^3 \text{ kg/m}^3 .$$

Les coefficients de dilatation du tellure selon l'axe ternaire $\alpha_{//}$ et dans le plan perpendiculaire à cet axe $\alpha_{\perp}$ ont les valeurs suivantes à 300°K [60] :

$$\alpha_{//} = -1,6\times10^{-6}/°C \quad , \quad \alpha_{\perp} = 28,2\times10^{-6}/°C \quad .$$

Les variations de ces coefficients avec la température n'ont pas été étudiées. On peut cependant estimer, à partir des valeurs données ci-dessus, que l'erreur introduite en négligeant la dilatation et celle qui provient de l'imprécision des mesures des vitesses du son, sont du même ordre de grandeur.

Dans la limite des erreurs indiquées, les mesures réalisées tant sur des échantillons très purs que sur des échantillons dopés, ont donné des résultats identiques. D'autre part, on n'observe pas d'anomalie dans les variations des constantes C_{ij} lorsque l'échantillon devient intrinsèque. Il semble donc que l'influence des porteurs libres sur la vitesse du son dans le tellure est peu importante.

3. Variations de la vitesse des ondes acoustiques en fonction de leur direction de propagation.

Cette étude a été faite en utilisant les valeurs des constantes élastiques obtenues à 77°K. Les résultats sont représentés sur le tableau 13. La direction de propagation est répérée en coordonnées sphériques (θ,φ).

Sur la figure 33 nous avons représenté les variations de la vitesse du son dans les plans $\theta = 0°$, 10°, 20°, 30°, et sur la figure 34 ses variations dans le plan XOY ($\varphi = 90°$).

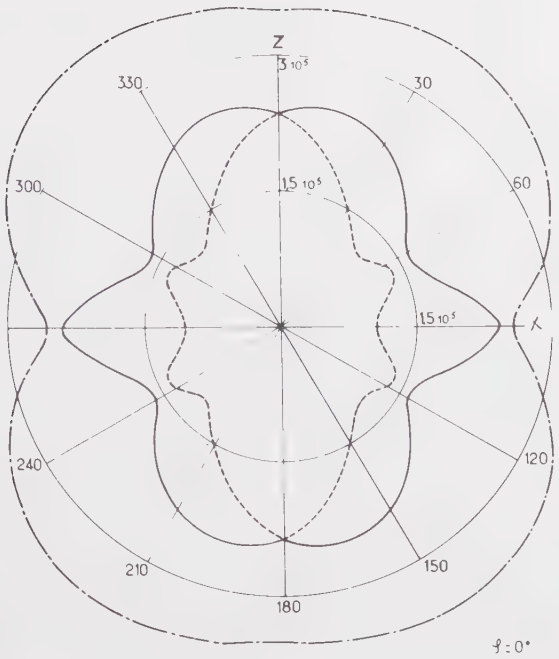
On remarque que la vitesse du son est très anisotrope. Elle varie entre $1,03\times10^3$ m/s ($\theta = 30°$; $\varphi = 65°$ et directions équivalentes) et $3,82\times10^3$ m/s ($\theta = 30°$; $\varphi = 43°$ et directions équivalentes). Cette anisotropie joue un rôle très important dans les phénomènes acoustoélectriques.

4. Valeur de la température de Debye déduite des mesures élastiques.

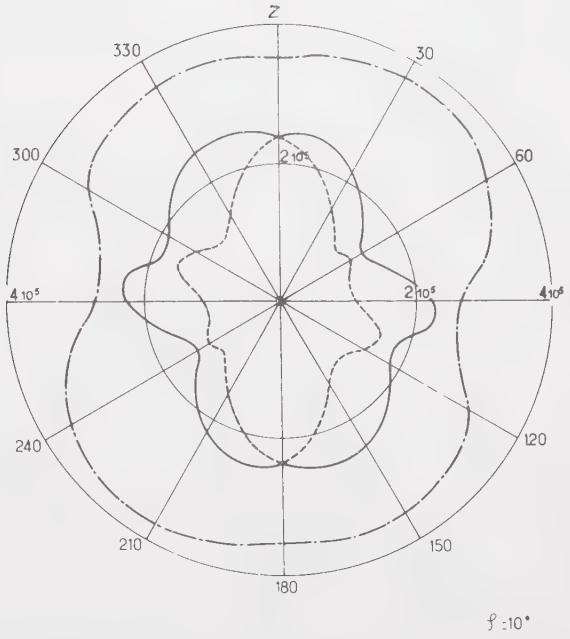
Cette valeur a été calculée à l'ordinateur à partir de la formule usuelle :

φ \ θ	0° et 60°			5° et 55°			10° et 50°			15° et 45°			20° et 40°			25° et 35°			30°			φ \ θ
0°	2,35	2,35	3,51	2,35	2,35	3,51	2,35	2,35	3,51	2,35	2,35	3,51	2,35	2,35	3,51	2,35	2,35	3,51	2,35	2,35	3,51	180°
10°	2,12	2,45	3,54	2,13	2,44	3,54	2,14	2,43	3,54	2,15	2,42	3,55	2,15	2,41	3,55	2,15	2,40	3,55	2,16	2,40	3,55	170°
20°	1,82	2,42	3,60	1,84	2,38	3,62	1,86	2,35	3,63	1,89	2,31	3,64	1,90	2,28	3,65	1,92	2,26	3,66	1,92	2,26	3,66	160°
30°	1,50	2,30	3,65	1,53	2,23	3,68	1,56	2,16	3,71	1,59	2,10	3,73	1,63	2,04	3,75	1,65	2,00	3,76	1,66	1,99	3,76	150°
40°	1,25	2,11	3,64	1,27	2,01	3,69	1,29	1,91	3,73	1,32	1,82	3,77	1,35	1,75	3,79	1,38	1,69	3,81	1,40	1,67	3,81	140°
50°	1,18	1,86	3,56	1,16	1,75	3,63	1,12	1,64	3,68	1,15	1,54	3,72	1,16	1,46	3,75	1,17	1,40	3,77	1,17	1,37	3,78	130°
60°	1,34	1,60	3,40	1,28	1,49	3,48	1,21	1,39	3,54	1,15	1,31	3,59	1,10	1,25	3,63	1,06	1,22	3,65	1,05	1,21	3,66	120°
70°	1,32	1,70	3,16	1,21	1,62	3,25	1,13	1,53	3,32	1,08	1,44	3,38	1,06	1,35	3,42	1,06	1,29	3,44	1,07	1,26	3,45	110°
80°	1,12	2,09	2,86	1,06	1,99	2,95	1,05	1,88	3,02	1,07	1,78	3,08	1,13	1,65	3,13	1,19	1,55	3,15	1,23	1,51	3,16	100°
90°	1,04	2,41	2,57	1,06	2,36	2,61	1,12	2,25	2,67	1,21	2,14	2,73	1,32	2,01	2,77	1,43	1,91	2,80	1,48	1,86	2,81	90°
100°	1,12	2,09	2,86	1,21	2,17	2,76	1,32	2,24	2,65	1,45	2,28	2,55	1,58	2,28	2,46	1,69	2,23	2,44	1,74	2,20	2,43	80°
110°	1,32	1,70	3,16	1,44	1,77	3,07	1,58	1,84	2,96	1,71	1,89	2,85	1,83	1,93	2,75	1,92	1,97	2,66	1,93	2,00	2,63	70°
120°	1,34	1,60	3,40	1,40	1,73	3,32	1,45	1,86	3,22	1,49	1,99	3,13	1,51	2,10	3,04	1,53	2,19	2,97	1,54	2,22	2,94	60°
130°	1,18	1,86	3,56	1,20	1,98	3,49	1,22	2,10	3,41	1,23	2,21	3,34	1,25	2,30	3,27	1,25	2,37	3,22	1,26	2,39	3,20	50°
140°	1,25	2,11	3,64	1,23	2,20	3,59	1,22	2,30	3,53	1,22	2,38	3,48	1,22	2,45	3,43	1,21	2,49	3,40	1,21	2,51	3,39	40°
150°	1,50	2,30	3,65	1,48	2,37	3,62	1,46	2,43	3,58	1,44	2,49	3,55	1,43	2,53	3,52	1,42	2,56	3,51	1,42	2,57	3,50	30°
160°	1,82	2,42	3,60	1,80	2,48	3,59	1,79	2,49	3,57	1,78	2,52	3,56	1,77	2,54	3,55	1,76	2,55	3,54	1,76	2,56	3,54	20°
170°	2,12	2,45	3,54	2,12	2,46	3,54	2,11	2,46	3,53	2,11	2,47	3,53	2,10	2,48	3,53	2,10	2,48	3,53	2,10	2,48	3,53	10°
180°	2,35	2,35	3,51	2,35	2,35	3,51	2,35	2,35	3,51	2,35	2,35	3,51	2,35	2,35	3,51	2,35	2,35	3,51	2,35	2,35	3,51	0°
θ / φ	0° et -60°			-5° et -55°			-10° et -50°			-15° et -45°			-20° et -40°			-25° et -35°			- 30°			θ / φ

Tableau 13 : Variations de la vitesse du son en fonction de la direction de propagation (unité : 10^5 cm/s)



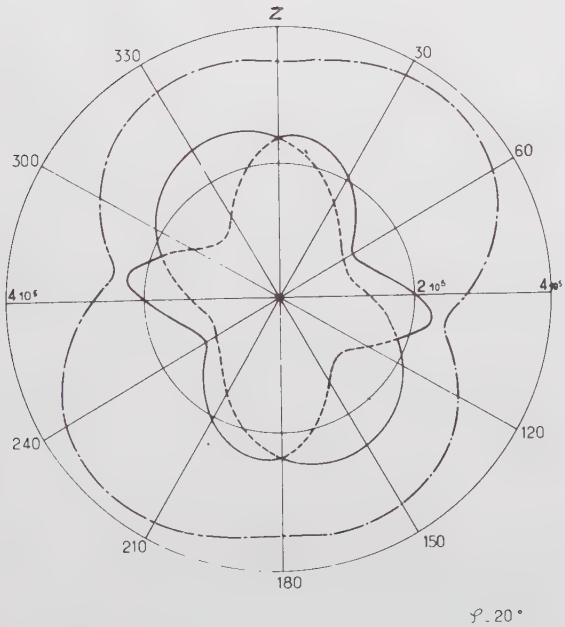
φ = 0°



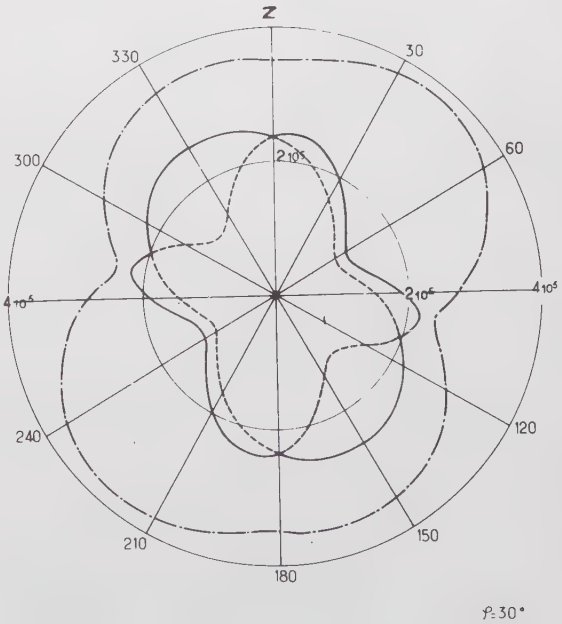
φ = 10°

FIG. 33 DIAGRAMME DES VITESSES DU SON DANS LE TELLURE.

(UNITE = cm / s)



φ = 20°



φ = 30°

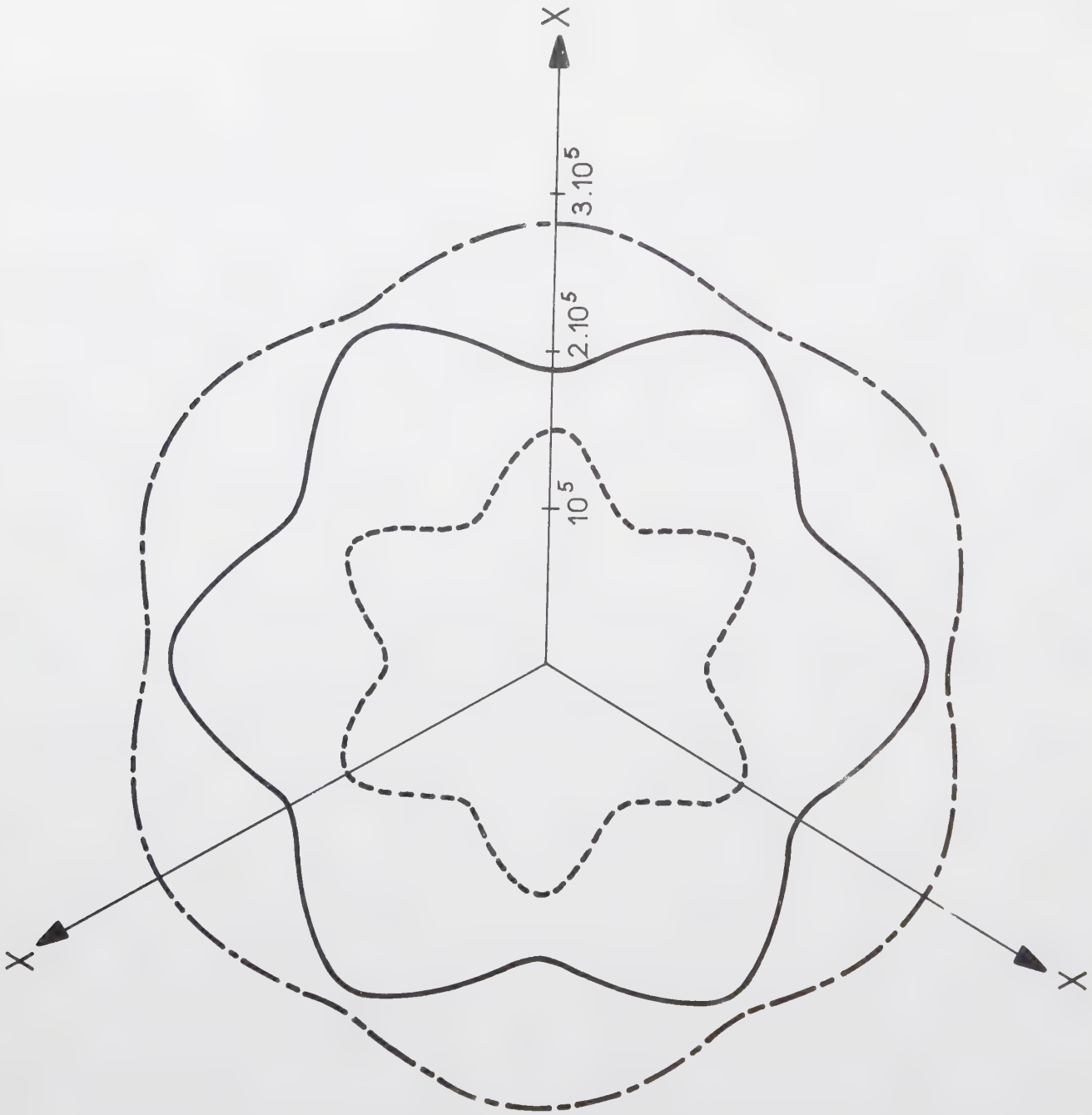


Fig. 34

Diagramme des vitesses du son dans le tellure (plan XOY, unité: cm/s)

$$T_D = \frac{h}{k} \left[\frac{\Omega_o}{9} \sum_1^3 \iint \frac{d\omega}{V_s^3} \right]^{-1/3} \quad , \qquad (16)$$

Ω_o est le volume de la maille élémentaire et la sommation porte sur les trois vitesses du son qui se propagent dans chaque direction.

Les variations sont linéaires entre 77°K et 300°K et les valeurs extrêmes correspondantes sont :

$$T_D(77°K) = 144°K \quad , \quad T_D(300°K) = 151°K \ .$$

Fukuroï et Muto [64] ont déduit de leurs mesures de chaleur spécifique du tellure entre 1,5°K et 4,2°K la valeur suivante de la température de Debye :

$$T_D = 128,8°K \ .$$

Annexe 2

Domaines fixes dans le sulfure de cadmium photoconducteur

Nous comparons ici les résultats obtenus par Mac Fee et Tien sur des échantillons de CdS photoconducteur [38] avec les prévisions théoriques du chapitre III.

I. Echantillon homogène.

L'échantillon B1-11 est considéré comme homogène. Les variations de la conductivité dans la partie centrale sont inférieures à 15% ; elles sont plus importantes près des extrémités (Fig.35). La mobilité des porteurs n'est pas précisée ; nous le supposerons égale à celle obtenue pour un échantillon de la même série (B1-7), soit 220 $cm^2V^{-1}s^{-1}$. La résistivité est comprise entre 500 Ω×cm et 3000 Ω×cm. Nous calculons la répartition du champ électrique théorique pour deux échantillons F (ρ = 3000 Ω×cm) et G (ρ = 500 Ω×cm) et le comparons aux résultats expérimentaux. Les valeurs des différents paramètres sont les suivantes :

Echantillon F : $\Lambda = 1{,}17\times10^{-2}$ cm ; $a^2 = 0{,}30$;
$\varepsilon' = 3{,}8\times10^{-7}$ à 6×10^{-9} .

Echantillon G : $\Lambda = 1{,}95\times10^{-3}$ cm ; $a^2 = 1{,}80$;
$\varepsilon' = 1{,}6\times10^{-6}$ à $2{,}6\times10^{-8}$.

L'accord entre les résultats théoriques et les mesures expérimentales est excellent pour cet échantillon (Fig.35). La caractéristique courant-tension de l'échantillon F a été donnée au chapitre III (Fig.10a).

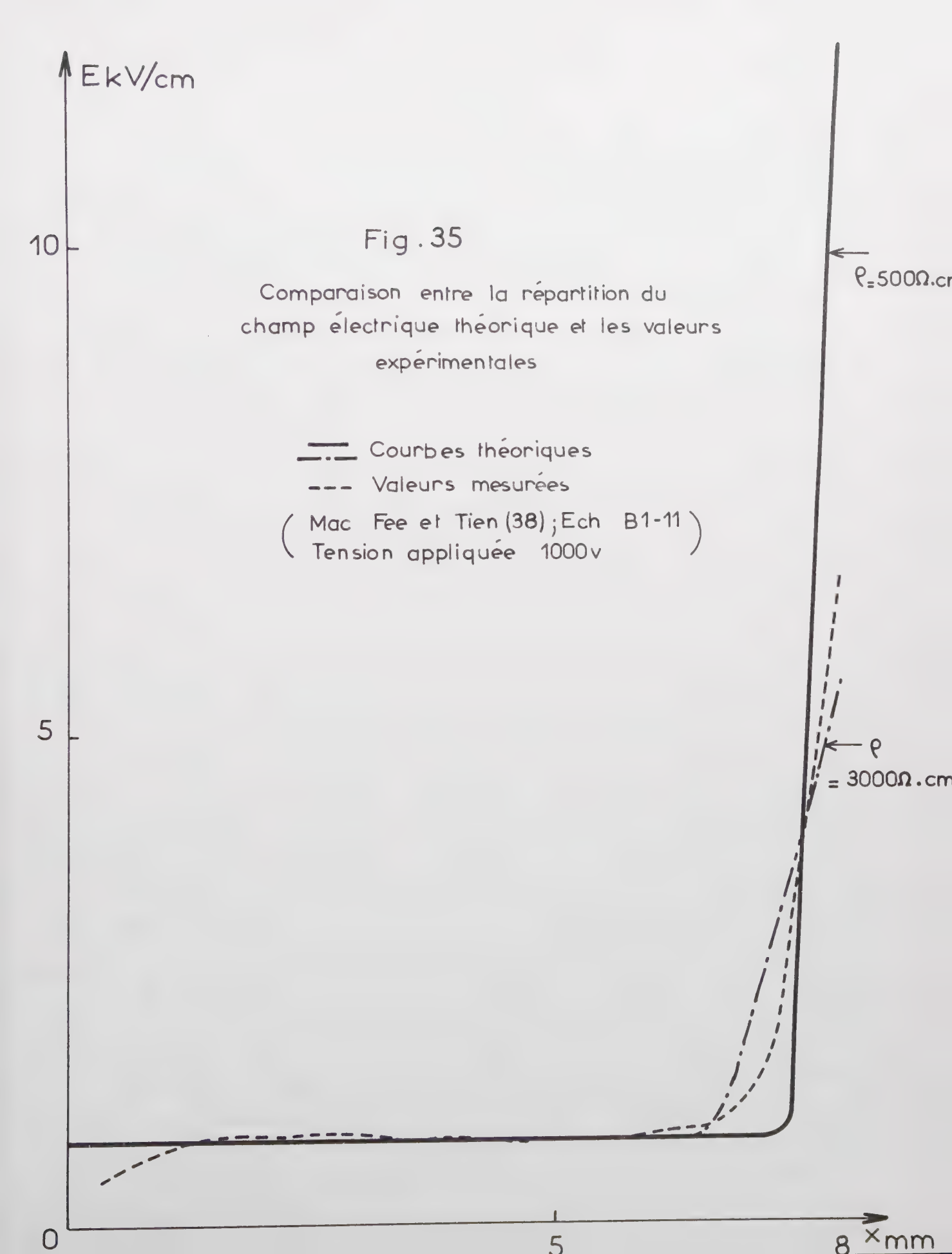


Fig . 35

Comparaison entre la répartition du champ électrique théorique et les valeurs expérimentales

Courbes théoriques

Valeurs mesurées

(Mac Fee et Tien (38) ; Ech B1-11
Tension appliquée 1000v)

II. Echantillon inhomogène.

L'échantillon B1-7 présente une variation importante de résistivité au voisinage de $x = l_1 = 8$ mm (Fig.36). Nous avons remplacé d'abord la distribution spatiale de résistivité mesurée par celle qui est représentée en pointillés et comporte une variation brutale en $x = l_1$. L'échantillon est supposé formé de deux régions de conductivité uniforme. Les valeurs des différents paramètres sont alors les suivantes lorsque la résistance de l'échantillon est de 40 kΩ [38] :

Région I : $l_1 = 7{,}5$ mm ; $\rho_1 = 1180\ \Omega\times$cm ; $\Lambda_1 = 4{,}7\times10^{-3}$ cm ;

$$a_1^2 = 0{,}745 .$$

Région II : $l_2 = 4{,}5$ mm ; $\rho_2 = 760\ \Omega\times$cm ; $\Lambda_2 = 3\times10^{-3}$ cm ;

$$a_2^2 = 1{,}21 .$$

Le champ critique E_c a pour valeur 795 V/cm .

Le calcul de la caractéristique courant-tension et de la répartition du courant a été effectué en utilisant la méthode développée au chapitre III, §IV.1. Les résultats obtenus sont comparés aux résultats expérimentaux dans le tableau 14 et la figure 36. L'écart entre les paliers de sturation théorique et expérimental est faible. Le calcul théorique prévoit que, pour des valeurs suffisantes de la tension appliquée à l'échantillon, le champ électrique doit changer de signe en $x = l_1$. Cet effet est observé expérimentalement. Dans la région I (région d'amplification), l'ordre de grandeur du champ maximum est correct, mais dans la région II (région d'atténuation), la valeur absolue du champ électrique prévue est trop élevée. Ceci est dû à la forte dissymétrie de la répartition du champ électrique mésurée expérimentalement. Mac Fee et Tien

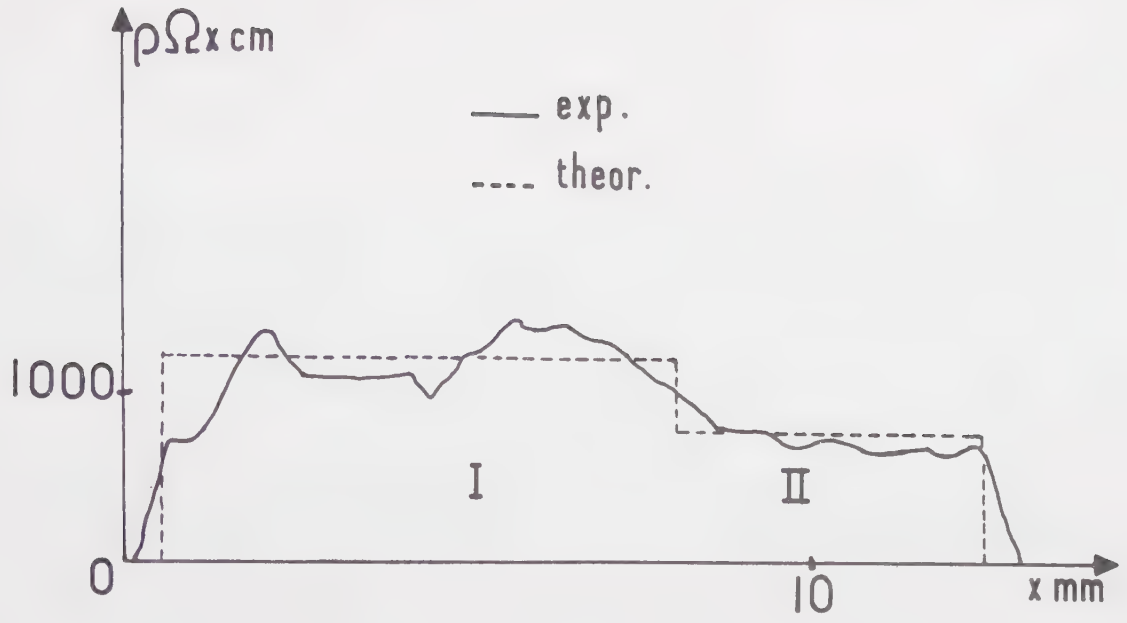


Fig. 36

Répartition de la résistivité

Tension appliquée V			<920V	1000V	1140V	1300V
Champ électrique maximum $E(\rho_1)$ (V/cm)	I	théor.	ohmique	+3200±800	+8060±10	+12000
		exp.	ohmique	+1800	+3500	+4900
	II	théor.	ohmique	−1350∓750	−6800∓100	−10800∓100
		exp.	ohmique	+400	−650	−1100
Largeur du domaine (mm)	I	théor.	0	0,15±0,05	0,46±0,01	0,66±0,01
		exp.	0	1,2±0,2	2,2±0,2	1,9±0,5
	II	théor.	0	0,08±0,03	0,29	0,42
		exp.	0	0,4±0,1	0,9±0,1	1,2±0,1
J/Jc		théor.	ohmique	1,071±0,009	1,082±0,004	1,089±0,005
		exp.	ohmique	1,04	1,06	1,07

Tableau 14

expliquent qualitativement ce phénomène en l'attribuant aux pertes acoustiques d'origine non piézoélectrique ; ces pertes seront beaucoup plus efficaces pour réduire le courant acousto-électrique dans la région II que dans la région I.

Pour obtenir des résultats plus proches des valeurs expérimentales, il faudrait tenir compte exactement des variations de la résistivité $\rho(x)$. Nous avons tenté une seconde approximation en divisant l'échantillon en trois régions et en supposant que dans la région centrale la conductivité est une fonction linéaire de l'abscisse, mais l'amélioration de l'accord entre résultats expérimentaux et théoriques est peu importante.

Dans l'analyse des courbes expérimentales, il faut enfin tenir compte de la distance des sondes utilisées (0,4 mm) qui est du même ordre de grandeur que la largeur des domaines.

Références

1. A.B. PIPPARD, Phil. Mag. 8 (1963) 161.
2. H.N. SPECTOR, Phys. Rev. 127 (1962) 1084-1090 ; Phys. Rev. 134 (1964) A 507-A 511.
3. J. YAMASHITA et K. NAKAMURA, Prog. Theor. Phys. 33 (1965) 1022-1049.
4. S.G. ECKSTEIN, Phys. Rev. 131 (1963) 1087-1101.
5. N. MIKOSHIBA, J. Phys. Soc. Japan 15 (1960) 982-989.
6. A.R. HUTSON et D.L. WHITE, J.A.P. 33 (1962) 40-47.
7. D.L. WHITE, J.A.P. 33 (1962) 2547-2554.
8. A.R. HUTSON, J.H. McFEE et D.L. WHITE, Phys. Rev. Letters 7 (1961) 237.
9. D.L. WHITE et E.T. HANDELMAN, Communication au 5è Congrès International d'Acoustique, Liège (1965).
10. J.H. McFEE, J.A.P. 34 (1963) 1548.
11. G. QUENTIN et J.M. THUILLIER, Communication à la Conférence Internationale sur la Physique des Semiconducteurs, Kyoto (1966) ; J. Phys. Soc. Japan 21 Suppl. (1966) 493-497.
12. J.P. HERMANN, Communication personnelle.
13. G. ARLT, Communication à l'Ultrasonic Symposium, Boston (1965).
14. G. ARLT, J. Ac. Soc. of Am. 37 (1965) 151-157.
15. G. QUENTIN et J.M. THUILLIER, Solid State Comm. 2 (1964) 115-117.
16. J.L. MALGRANGE, Communication personnelle.
17. R.S. CALDWELL et H.Y. FAN, Phys. Rev. 114 (1959) 664-675.
18. G. ARLT, Communication personnelle.
19. H. GOBRECHT, H. HAMISCH et A. TAUSEND, Z. für Phys. 148 (1957) 209.
20. American Institute of Physics Handbook 3, 102.
21. A.R. HUTSON, Communication à l'Ultrasonics Symposium, Boston (1965).

22. D.L. WHITE et W.C. WANG, Communication à l'Ultrasonics Symposium, Boston (1965), et Phys. Rev. 149 (1966) 628-630.

23. J.D. MAINES, Communication au Consortium Acoustoélectrique Franco-Anglais, Glasgow (1967), et Solid State Comm. 5 (1967) 271-174.

24. R.H. PARMENTER, Phys. Rev. 89 (1953) 990-998.

25. G. WEINREICH et H.G. WHITE, Phys. Rev. 106 (1957) 1104-1106.

26. G. WEINREICH, Phys. Rev. 104 (1956) 321-324.

27. G. WEINREICH, T.M. SANDERS Jr. et H.G. WHITE, Phys. Rev. 114 (1959) 33-44.

28. W.C. WANG, Phys. Rev. Letters 9 (1962) 443-445.

29. P.D. SOUTHGATE et H.N. SPECTOR, J.A.P. 36 (1965) 3728-3734.

30. A.R. HUTSON, Phys. Rev. Letters 9 (1962) 296-298.

31. G. WEINREICH, Phys. Rev. 107 (1957) 317-318.

32. E.M. EPHSTEIN, Sov. Phys. Solid State 8 (1966) 436-440.

33. V.L. GUREVICH et A.L. EFROS, Sov. Phys. JETP 17 (1963) 1432-1438.

34. R. KLEIN et W. REHWALD, Phys. Rev. 143 (1966) 479-486.

35. H.N. SPECTOR, J.A.P. 34 (1963) 3628.

36. A. MANY et I. BALBERG, Physics Letters 24A (1967) 705-706.

37. E.W. PROHOFSKY, Physics Letters 24A (1967) 342-343.

38. J.H. McFEE et P.K. TIEN, J.A.P. 37 (1966) 2754-2761.

39. M. POMERANTZ, Proc. IEEE 53 (1965) 1438-1451.

40. P. LEROUX-HUGON, J. Phys. 28 Suppl. 2 (1967) C1-65.

41. J.D. MAINES et E.G.S. PAIGE, Solid State Comm. 4 (1966) 381-384.

42. Vu Huy DAT, Thèse 3è Cycle (1966), Dijon.

43. B. TELL, Phys. Rev. 136, 3A (1964) A772-A775.

44. R. MAURO et W.C. WANG, Phys. Rev. Letters 19 (1967) 693-695.

45. J.R.A. BEALE, Phys. Rev. 135 (1964) A1761-A1766.

46. J. ZUCKER et S. ZEMON, Applied Phys. Letters 9 (1966) 398-399 ; 10 (1967) 212.

47. G. QUENTIN et J.M. THUILLIER, Physics Letters 23 (1966) 42.

48. J.D. ZOOK, Phys. Rev. 136 (1964) A869.

49. G. QUENTIN et J.M. THUILLIER, Communication au Congrès International sur la Physique des Semiconducteurs, Paris (1966), Dunod Editeur ; Solid State Comm. 4 (1966) 3-7.

50. G. QUENTIN et J.M. THUILLIER, Phys. Letters 19 (1966) 631.

51. R. SMITH, Phys. Rev. Letters 9 (1962) 87.

52. Y. KANAÏ, J. Phys. Soc. Japan 14 (1959) 1118.

53. T. ISHIGURO, Thèse de Doctorat (1966).
T. ISHIGURO et T. TANAKA, Communication au Congrès International sur la Physique des Semiconducteurs (1966), Kyoto ; J. Phys. Soc. Japan 21 Suppl. (1966) 489.

54. J. OKADA et H. MATINO, Jap. J.A.P. 2 (1963) 736-737 et 3 (1964) 698.
M. KIKUCHI, Jap. J.A.P. 3 (1964) 448 et 4 (1965) 233.
W.H. HAYDL et C.F. QUATE, Appl. Phys. Letters 7 (1965) 45 et Phys. Letters 20 (1966) 463.
W.C. WANG, Appl. Phys. Letters 6 (1965) 81.
S. IBUKI et K. NOJIMA, Jap. J.A.P. 4 (1965) 71.
I. YAMASHITA, T. ISHIGURO et T. TANAKA, Jap. J.A.P. 4 (1965) 470.
S.I. KALASHNIKOV, I. MOROZOV et V.P. KIRILOV, Sov. Phys. Solid State 6 (1965) 2522.
B.R. McLEOD et R.E. HAYES, Proc. IEEE 53 (1965) 1772-73.
A. ISHIDA, C. HAMAGUCHI et Y. INUISHI, J. Phys. Soc. Japan 21 (1966) 335.
J.D. MAINES, Solid State Comm. 4 (1966) 215-217.
A. MANY et I. BALBERG, Phys. Letters 21 (1966) 486 et Communication au Congrès International sur la Physique des Semiconducteurs (1966), Kyoto ; J. Phys. Soc. Japan 21 Suppl. (1966) 474.
P. BAUDUIN et F. BUCHY, Phys. Stat. Sol. 17 (1966) 517-530.
T. MIYAKE, Jap. J.A.P. 5 (1966) 728.

55. N.I. MEYER, M.H. JORGENSEN, I. BALSLEV, Solid State Comm. 3 (1966) 393-396.

56. P.O. SLIVA et R. BRAY, Phys. Rev. Letters 14 (1965) 372.
R. BRAY, C.S. KUMAR, J.B. ROSS et P.O. SLIVA, Communication à la Conférence Internationale sur la Physique des Semiconducteurs (1966) Kyoto ; J. Phys. Soc. Japan 21 Suppl. (1966) 483.

57. C. HERVOUET, J. LEBAILLY, P. LEROUX-HUGON et R. VEILEX, Solid State Comm. 3 (1965) 413.
H. HAYAKAWA, H. KIKUCHI et Y. ABE, Jap. J.A.P. 5 (1966) 734-735.
J.P. ROPE, Phys. Stat. Sol. 21 (1967) 517).

58. J.F. NYE, Propriétés physiques des cristaux (Dunod, Edit.).

59. E.W. CHRISTOFFEL, Annali di Mathematica pura e applicata Se.II 8 (1877) 193.

60. BRIDGMAN, Proc. of the Am. Ac. of Arts and Science 60 (1925) 305.

61. H.J.McSKIMIN et P.ANDREATH, J. Ac. Soc. of Am. 34 (1962) 609.

62. J.L. MALGRANGE, G. QUENTIN et J.M. THUILLIER, C.R. Acad. Sci. (Paris) 257 (1963) 2030.

63. J.L. MALGRANGE, G. QUENTIN et J.M. THUILLIER, Phys. Stat. Sol. 4 (1964) 139.

64. T. FUKUROÏet Y. MUTO, Rep. Res. Inst. Tohoku Univ. A8 (1956) 213.

65. W.H. HAYDL, K. HARKER et C.F. QUATE, à paraître ; (voir aussi les aricles de ces auteurs indiqués dans la référence 54).

66. A.R. MOORE, J.A.P. 38 (1967) 2327-2339, et Communication au "Symposium on Sonics and Ultrasonics", Vancouver (1967).

67. P.K. TIEN, Communication au "Symposium on Sonics and Ultrasonics", Vancouver (1967).

68. S. ZEMON, J.H. WASKO, L.L. HOPE et J. ZUCKER, Appl. Phys. Letters 11 (1967) 40.

69. J. ZUCKER, S. ZEMON et J.H. WASKO, Communication à la Conférence Internationale sur les Composés II-VI, Providence (U.S.A.) (1967), à paraître.
J. ZUCKER, S. ZEMON, Communication au "Symposium on Sonics and Ultrasonics", Vancouver (1967), non publiée.

70. O. SLIVA et R. BRAY, Communication au "Symposium on Sonics and Ultrasonics", Vancouver (1967), non publiée ; voir aussi la référence 56.

71. A. ISHIDA, C. HAMAGUCHI et Y. INUISHI, Communication à la Conférence Internationale sur la Physique des Semiconducteurs (1966) Kyoto ; J. Phys. Soc. Japan 21 Suppl. (1966) 469. (Voir aussi la référence 54).

72. T. ISHIGURO et I. UCHIDA, J. Phys. Soc. Japan 22 (1967) pages 934 et 935.

Table des Matières

Page

Introduction 1

Chapitre I - Etude de la propagation d'une onde acoustique dans un semiconducteur piézoélectrique dans l'approximation des signaux faibles .. 4

I. Modèle à une dimension 4

II. Modèle à trois dimensions 12
1. Expression de $\vec{E}_{s//}$ 14
2. Détermination des coefficients élastiques, piézoélectriques et diélectriques modifiés 16
3. Etude du déterminant séculaire 19
4. Etude de la relation de dispersion des ondes acoustiques 22

III. Cas du tellure : Modes acoustiques piézoélectriquement couplés; direction d'amplification maximum 24

Chapitre II - Mesure des constantes piézoélectriques d'un semiconducteur extrinsèque de forte conductivité par résonance électromécanique. Application à la détermination de la constante d_{11} du tellure 31

I. Calcul de l'impédance d'un barreau de semiconducteur soumis à un champ électrique alternatif de fréquence basse 31

II. Circuit équivalent à l'échantillon au voisinage des fréquences de résonance mécanique 35

III. Dispositif expérimental
1. Préparation des échantillons 40
2. Dispositf électronique 41

IV. Résultats expérimentaux 42

V. Impédance électrique d'un barreau soumis simultanément à un champ électrique continu 44
1. Calcul théorique 44
2. Application aux expériences de résonance électromécanique dans le tellure 47
3. Application au sulfure de cadmium 49

Page

Chapitre III - Phénomènes non linéaires. Influence du courant acoustoélectrique 51

I. Courant acoustoélectrique. Relation de Weinreich 51
1. Formule de Weinreich et théorie linéaire de White 51
2. Conservation de la quantité de mouvement 53

II. Etablissement du régime stationnaire dans un échantillon homogène 55

III. Etude du régime stationnaire dans un échantillon homogène 58
1. Répartition du champ électrique; saturation du courant 58
2. Cas d'un échantillon isolant 63
3. Cas des échantillons conducteurs 64
4. Remarque : conditions d'utilisation de la formule simplifiée du gain 67
5. Influence de la diffusion 69
6. Influence des pertes linéaires 71
7. Influence de la répartition inhomogène du champ électrique sur le gain ultrasonore 74

IV. Etude du régime stationnaire dans un échantillon inhomogène 77
1. Variation brutale de la conductivité 77
2. Variations lentes de la conductivité 82
3. Inhomogénéité locale 84

V. Conclusions 86

Chapitre IV - Résultats expérimentaux 90

I. Caractéristiques des échantillons utilisés 90
1. Préparation 90
2. Dispositif électronique 91
3. Propriétés électriques 91

II. Etude des échantillons qui atteignent un état stationnaire 92
1. Saturation du courant; temps d'incubation 93
2. Etude de la position du coude de la caractéristique courant-tension 95
3. Etude des domaines de champ électrique intense 96
4. Etude du champ transverse et du champ de Hall 97
5. Cas d'un échantillon inhomogène 98
6. Interprétation des résultats 99

III. Etude des oscillations du courant. Domaine mobile 106
1. Amplitude et forme des oscillations 106
2. Etude de la propagation des domaines. Vitesse de déplacement 107
3. Propagation d'un domaine incliné 109

Page

Conclusion 111

Annexe 1 - Propriétés élastiques du tellure 113
I. Propagation des ondes acoustiques dans un cristal de la classe 32 113
II. Dispositif expérimental 117
III. Résultats expérimentaux 119
1. Valeur des constantes de rigidité élastique et des coefficients d'élasticité à la température ordinaire (~ 20°C) 119
2. Variation des constantes de rigidité élastique C_{ij} avec la température 120
3. Variation de la vitesse des ondes acoustiques en fonction de la direction de propagation 122
4. Valeur de la température de Debye déduite des mesures élastiques 123

Annexe II - Domaines fixes dans le sulfure de cadmium photoconducteur 124
I. Echantillon homogène 124
II. Echantillon inhomogène 125

Références 127